

SÉRIE A. N° 948

N° D'ORDRE :

1773

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Emmanuel DUBOIS

Ancien élève de l'École Normale Supérieure.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LE POTENTIEL DISRUPTIF DANS LES
GAZ RARÉFIÉS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 octobre 1923 devant la Commission d'examen

MM. JANET *Président.*

PERRIN } *Examineurs.*
SAGNAC }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1923



SÉRIE A. N° 948

N° D'ORDRE. :

1773

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Emmanuel DUBOIS

Ancien élève de l'École Normale Supérieure.

1^{re} THÈSE. -- RECHERCHES SUR LE POTENTIEL DISRUPTIF DANS LES
GAZ RARÉFIÉS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 octobre 1923 devant la Commission d'examen

MM. JANET *Président.*

PERRIN } *Examineurs.*
SAGNAC }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1923

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... MOLLIARD, *Prof.*... Physiologie végétale.
Doyen honoraire.... P. APPELL.

Profess. honoraires.. } P. PUISEUX.
 VÉLAIN.
 BOUSSINESQ.
 G. PRUVOT.

	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Electrotechnique générale.
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécan. céleste.
	HAUG.....	Géologie.
	H. LE CHATELIER.	Chimie générale.
	G. BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
	CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie minérale.
	EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	ABRAHAM.....	Physique.
	CARTAN.....	Mécanique rationnelle.
	CL. GUICHARD.....	Géométrie supérieure.
<i>Professeurs</i>	LAPICQUE.....	Physiologie.
	GENTIL.....	Géographie physique.
	VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
	COTTON.....	Physique générale.
	DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	C. FABRY.....	Physique.
	CHARLES PEREZ....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND...	Géologie appliquée et géolog. régionale.
	DANGEARD.....	Botanique.
	LESPIEAU.....	Théories chimiques.
	LEDUC.....	Physique théorique et phys. céleste.
	MONTEL.....	Mathématiques générales.
	MAURAIN.....	Physique du Globe.
	RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	WINTREBERT.....	Anatomie et physiologie comparées.
	HEROUARD.....	Zoologie.
	RÉMY PERRIER....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	SAGNAC.....	Physique théorique et physique céleste.
	PORTIER.....	Physiologie.
	BLAISE.....	Chimie organique.
	PÉCHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	AUGER.....	Chimie analytique.
	M. GUICHARD.....	Chimie minérale.
	GUILLET.....	Physique.
<i>Secrétaire</i>	D. TOMBECK.	





A MA MÈRE
Digitized by the Internet Archive
in 2026

AUX PROFESSEURS :

J. J. THOMSON

Professeur à l'Université de Cambridge et
à la Royal Institution de Londres.

ET

J. S. TOWNSEND

Professeur à l'Université d'Oxford.

*En hommage à leurs immenses travaux
sur la décharge électrique.*

PREMIÈRE THÈSE

RECHERCHES SUR LE POTENTIEL DISRUPTIF DANS LES GAZ RARÉFIÉS

Par M. E. DUBOIS.

INTRODUCTION

Considérations générales et historique.

Objet des recherches actuelles.

I. — Considérations générales sur la décharge disruptive.

1. — Dans le domaine de la physique expérimentale, il est difficile de rencontrer un phénomène plus étudié que celui de la décharge électrique. C'est Faraday, qui, le premier, décrit d'une manière précise les apparences de la décharge dans les gaz raréfiés. Depuis, un très grand nombre d'expérimentateurs se sont attachés à l'étude de la décharge ; malgré les importants résultats qu'ils ont acquis, on peut dire que cette étude est encore bien peu avancée. Cela est dû, principalement, à la grande complexité du phénomène, au grand nombre de paramètres dont il dépend. Si l'on se borne aux principaux, on est conduit à considérer :

1^o La nature, la pression et la température du gaz mis en œuvre ;

2^o La nature, la forme et la température des électrodes ;

3^o La nature, la forme et l'état d'électrisation de l'enveloppe de l'appareil.

Il est très difficile de fixer à volonté tous ces paramètres. Pendant le passage de la décharge, quelques-uns d'entre eux peuvent varier, malgré les efforts de l'expérimentateur. Enfin, les résultats, trouvés à un instant quelconque, dépendent, en général, de toute l'histoire antérieure du tube à décharges.

2. — L'étude de la décharge disruptive, entre électrodes froides, peut se diviser en deux parties bien distinctes :

On peut : 1^o étudier la décharge à l'instant où elle commence à passer dans le tube mis en expérience ;

2^o Étudier la décharge à un état de régime donné de cette décharge.

Dans le premier cas, on définit une grandeur qu'on appelle potentiel disruptif ou explosif. J'en rappelle la définition classique : soit un tube à décharges, renfermant deux électrodes de formes et positions déterminées, et contenant un gaz à une certaine pression. Faisons croître à partir de zéro la différence de potentiel entre les électrodes et notons la valeur V_0 de cette différence de potentiel, quand la décharge disruptive commence à passer d'une électrode à l'autre. Nous dirons que V_0 est le potentiel disruptif, ou explosif, caractéristique de l'appareil et du sens choisi pour le courant de décharge.

Si l'on étudie, d'autre part, la décharge disruptive à l'état de régime, on peut définir un certain nombre d'autres grandeurs, ainsi que des relations entre ces diverses grandeurs. Parmi elles nous nous limiterons à celles qui sont en liaison étroite avec le potentiel disruptif.

En première ligne vient l'étude du courant de décharge et de la relation qui le relie à la différence de potentiel entre les électrodes du tube à décharges : on appelle caractéristiques de décharge les courbes tracées en portant, par exemple, les courants de décharge en abscisses et les différences de potentiel correspondantes en ordonnées. L'étude de ces caractéristiques, dans le voisinage du potentiel disruptif, est très

importante, car elle nous conduit à une méthode de mesure très simple de ce potentiel disruptif.

En deuxième ligne vient l'étude de la chute cathodique de potentiel. On appelle chute cathodique de potentiel, la différence de potentiel entre la cathode du tube à décharges et un point de la lumière négative. Cette chute cathodique est intimement liée au potentiel disruptif. Elle est, en effet, sensiblement égale au plus faible des potentiels disruptifs observable dans le gaz considéré.

II — Historique.

1^o POTENTIEL DISRUPTIF

3. — La plupart des recherches sur le potentiel disruptif ont été effectuées à des pressions élevées et principalement dans l'air, à la pression atmosphérique; il n'y a eu, aux basses pressions, qu'un nombre de recherches très limité (nous entendons par basses pressions, des pressions de l'ordre du millimètre de mercure). Ces recherches ont été conduites dans diverses directions, que nous allons suivre successivement.

4. — *Variations du potentiel disruptif avec la pression et la nature du gaz.* — Les premières mesures de potentiel disruptif sont dues à Faraday, lord Kelvin⁽¹⁾ et Baille⁽²⁾, mais c'est seulement après un travail de De la Rue et Müller⁽³⁾, puis la thèse de Paschen⁽⁴⁾, qu'a été énoncée la seule loi quantitative que l'on puisse formuler à l'heure actuelle.

Paschen étudie la décharge disruptive entre deux sphères de laiton; le diamètre de ces sphères varie de 0,5 à 2 cm. et la distance explosive de 0,01 à 1,5 cm. Il opère successive-

(1) LORD KELVIN *Collected Papers on Electrostatics and Magnetism*, p. 247.

(2) BAILLE. *Annales de Chimie et de Physique*.

(3) DE LA RUE et MÜLLER. *Phil. Trans.*, 171, p. 109, 1880.

(4) PASCHEN. *Wied. Ann.*, 1889, p. 69.

ment dans l'air, l'hydrogène et le gaz carbonique, et à des pressions supérieures à la pression critique. Voici la loi bien connue qu'il déduit de ses expériences : le potentiel disruptif V_0 ne dépend que du produit $p\delta$ de la pression p du gaz par la distance explosive δ . On peut donc écrire : $V_0 = f(p\delta)$.

Il en résulte les conséquences suivantes :

Les courbes $V_0 = \Phi(p)$, correspondant à une pression variable et à une distance explosive déterminée, et les courbes $V_0 = \Psi(\delta)$, correspondant à une pression constante et à une distance explosive variable, ont la même allure : elles se déduisent toutes deux de la courbe $V_0 = f(p\delta)$, obtenue en portant en abscisse le produit $p\delta$ et en ordonnée le potentiel V_0 .

5. — Paschen n'a vérifié sa loi qu'à des pressions assez élevées (entre 10 et 760 mm., pour fixer les idées); dans les conditions de ses expériences les courbes $V_0 = \Phi(p)$ sont sensiblement rectilignes. Pour des pressions plus basses, ces courbes s'incurvent, passent par un minimum, puis se relèvent en touchant asymptotiquement l'axe des V_0 . C'est ce qu'ont montré les expériences de Strutt⁽¹⁾, de Bouty⁽²⁾ et de Peace⁽³⁾.

Ces expérimentateurs ont appelé pression critique la pression pour laquelle, dans des conditions déterminées, le potentiel disruptif est minimum et potentiel disruptif minimum la valeur correspondante de ce potentiel.

L'ensemble de la courbe $V_0 = \Phi(p)$ est représenté sur la figure 1.

Il convenait de voir si la loi de Paschen était encore vérifiée pour des pressions égales ou inférieures à la pression critique. Peace avait alors cru trouver que la loi de Paschen était en défaut. Mais les électrodes, qu'il employait, étaient constituées par deux plans parallèles nus. Ce dispositif est défectueux.

(1) STRUTT. *Phil. Trans. A.* vol. 193, p. 377.

(2) BOUTY. *C. R.*, vol. 131 (2), p. 443.

(3) PEACE. *Roy. Soc. Proc.*, vol. 52, pp. 99.

tueux ; en effet, pour des pressions inférieures à la pression critique, le trajet de la décharge électrique tend à s'écarter du trajet le plus court. Dans les expériences de Peace, et à des pressions suffisamment basses, la décharge ne se dirigeait pas nécessairement du centre de l'un des plans vers le centre de l'autre plan, mais, elle pouvait passer du bord de l'un des

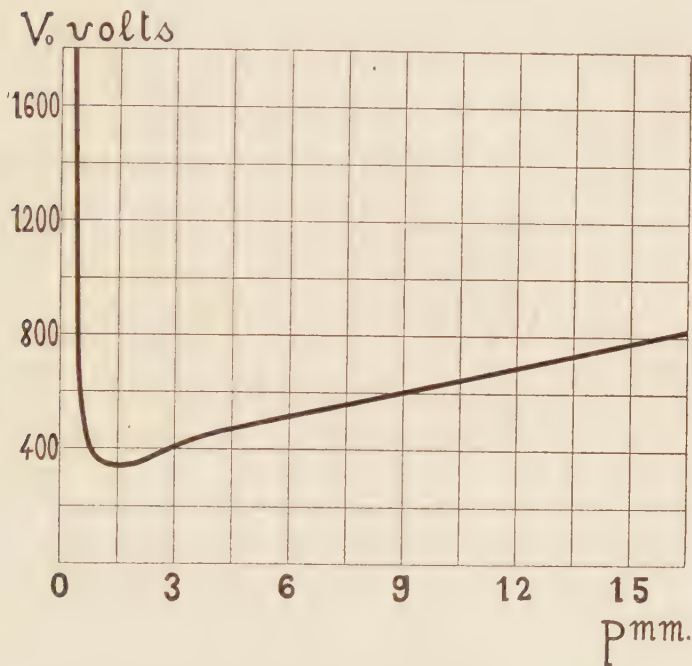


Fig. 1.

plans vers l'autre plan ; les différents potentiels disruptifs mesurés n'étaient donc pas comparables entre eux.

Carr ⁽¹⁾ a pu vérifier la loi de Paschen, en cherchant précisément à se mettre à l'abri de la critique précédente. Ces mesures de Carr sont d'ailleurs les mesures de potentiel dis-

(¹) CARR. *Phil. Trans.*, 1903 A.

ruptif les plus soignées que nous ayons eues jusqu'à présent. Il employait comme électrodes deux plateaux métalliques parallèles ; des disques d'ébonite, convenablement disposés, obligeaient la décharge à ne passer que dans la région centrale des deux plateaux, là où le champ électrique est à peu près uniforme. Dans ces conditions, Carr a vérifié la loi de Paschen, pour une gamme de pressions très étendue, et ceci, avec une bonne approximation. Ses expériences ont été réalisées dans l'hydrogène, l'air et le gaz carbonique et à des pressions descendant jusqu'à 0,1 mm. ; elles ont montré que dans ces trois gaz le potentiel disruptif minimum est indépendant de la distance explosive considérée ; pour des électrodes planes, il ne dépend que de la nature du gaz. Cela est en effet à prévoir, si l'on admet l'exactitude de la loi de Paschen, car le potentiel disruptif minimum est nécessairement égal au minimum de la fonction $f(p\delta)$.

6. — En 1911, Meservey⁽¹⁾ a étudié le potentiel disruptif entre électrodes cylindriques concentriques ; dans ces conditions ce potentiel n'a pas la même valeur, pour une pression donnée, selon qu'on prend l'un ou l'autre des cylindres pour cathode. J'ai reproduit sur la figure 2 un couple de courbes tracées par Meservey (les deux cylindres avaient pour diamètres respectifs 39,6 et 0,25 mm., le gaz employé était de l'air). La courbe 1 correspond au potentiel disruptif, mesuré en prenant le cylindre intérieur pour cathode ; la courbe 2 donne la même grandeur dans le cas inverse. Ces deux courbes se coupent toujours, de sorte que, suivant la valeur de la pression du gaz, la décharge passe plus facilement dans un sens ou dans l'autre.

7. — Paschen, Carr et Meservey ne se sont pas attachés à étudier l'influence, sur le potentiel disruptif, de traces d'impuretés dans le gaz mis en œuvre. Cette influence est considérable ; c'est Strutt⁽²⁾ qui attira l'attention sur elle ;

(1) MESERVEY. *Phil. Mag.*, 1, 1911, p. 479.

(2) STRUTT, *loc. cit.*

dans une série d'expériences sur l'azote, il constata que le V_0 Volts

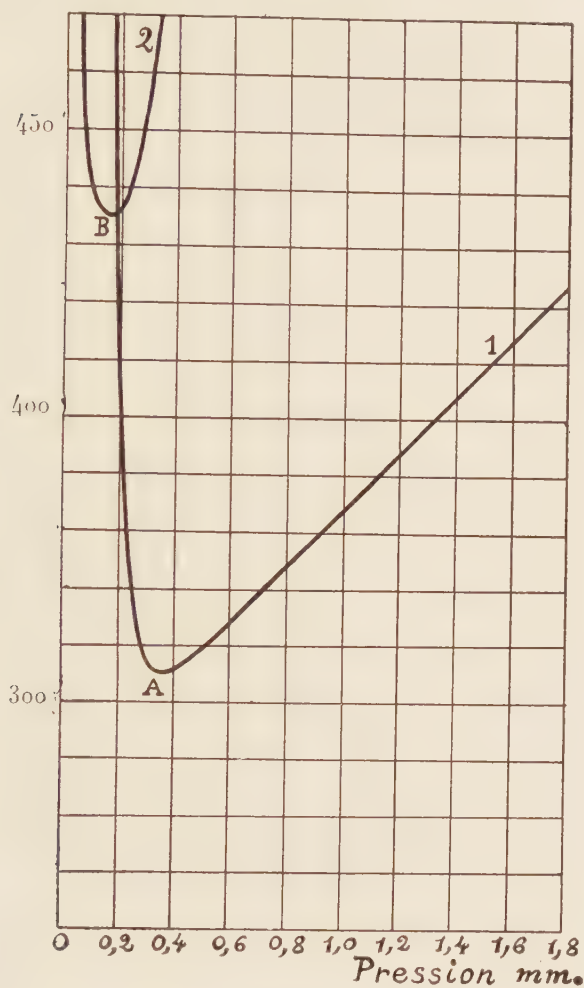


Fig. 2.

potentiel disruptif minimum dans ce gaz était fortement altéré par des traces d'impuretés, notamment des traces

d'oxygène. Ainsi, pour de l'azote exempt d'oxygène, il trouvait un potentiel disruptif minimum de 251 volts ; pour de l'azote, préparé à partir de l'air, en absorbant la majeure partie de l'oxygène par de l'acide pyrogallique, le même potentiel s'élevait à 388 volts ; enfin, de l'azote préparé en faisant passer de l'air sur du cuivre chauffé au rouge, conduisait aussi à un potentiel disruptif minimum de 388 volts. De même, une étude, faite dans l'hélium, conduisit Strutt à des conclusions analogues.

8. — Variations du potentiel disruptif avec la nature des électrodes.— La plupart des auteurs sont d'accord pour affirmer que le potentiel disruptif est indépendant de la nature des électrodes. Carr montre que ce potentiel est le même, toutes choses égales d'ailleurs, lorsqu'on le mesure en utilisant des électrodes en laiton, en fer, en zinc et en aluminium.

De la Rue et Müller trouvent aussi la même indépendance, mais font exception pour des électrodes en aluminium ; ils signalent que la décharge passe plus aisément entre électrodes d'aluminium qu'entre électrodes constituées par un autre métal.

Tout récemment, MM. Holst et Oosterhuis⁽¹⁾ ont publié un résultat intéressant : en opérant avec des électrodes en métaux très altérables, comme les métaux alcalins, ils ont trouvé que le potentiel disruptif, observé dans les gaz rares, dépendait, pour les métaux employés, de la nature du métal constituant les électrodes.

9. — En général, les expérimentateurs ne se sont pas préoccupés du rôle possible des impuretés de toutes sortes existant à la surface des électrodes. Je n'ai trouvé qu'un auteur ayant signalé un tel rôle : E. Meyer⁽²⁾ a fait une étude sur le potentiel disruptif et sur ses variations, lorsque le tube à décharges est dans un champ magnétique, variable

⁽¹⁾ HOLST et OOSTERHUIS. *C. R.* 175, 1922, p. 577.

⁽²⁾ E. MEYER. *Ann. der Physik*, 1919, p. 297.

à volonté. Incidemment, il a trouvé que ce potentiel, mesuré dans l'air entre électrodes planes et sans l'intervention d'un champ magnétique, était légèrement plus élevé pour un appareil usagé que pour un appareil neuf. Ainsi, pour deux plans distants de 1,962 mm. et neufs, il trouvait un potentiel disruptif de 330 volts dans l'air à une pression de 2,33 mm.; après de nombreuses décharges, ayant circulé dans l'appareil, ce potentiel s'élevait à 353 volts. Meyer attribua cet accroissement à des impuretés déposées sur les électrodes par la décharge; il constata qu'on pouvait obtenir de nouveau le potentiel disruptif initial, en polissant les électrodes, à l'aide d'un papier de verre fin, par exemple.

10. — *Le retard à l'établissement de la décharge.* — Dans toutes les déterminations de potentiel disruptif, on doit tenir compte d'un phénomène, qui rend ces déterminations fort délicates : c'est le retard à l'établissement de la décharge. Warburg⁽¹⁾ a étudié soigneusement ce retard. Supposons, avec Warburg, que l'on utilise un appareil, constitué par deux électrodes sphériques A et B, placées dans l'air à la pression atmosphérique. A est reliée au sol et conventionnellement au potentiel zéro ; B est isolée.

1^o Supposons d'abord qu'on élève progressivement le potentiel de B, depuis zéro, jusqu'à la valeur normale V_0 du potentiel disruptif ; dans ces conditions, il s'écoule un temps très variable, depuis l'application de la différence de potentiel V_0 , jusqu'au moment où la décharge commence ; c'est ce temps qui constitue le retard en question. Ce retard, par son irrégularité, est une gêne considérable pour les mesures de potentiel disruptif : tantôt il est imperceptible, tantôt il peut atteindre des valeurs considérables, plusieurs minutes par exemple.

Mais, si l'on fait tomber sur les électrodes des radiations ultra-violettes, ou bien si l'on fait pénétrer dans l'intervalle

(1) WARBURG. *Ann. der Physik*, 5, 1901, p. 811.

explosif un faisceau de rayons de Röntgen, le retard est annulé et la valeur de V_0 bien déterminée ; elle est indépendante de la nature des radiations employées et de leur intensité.

2° Supposons, au contraire, qu'on élève brusquement le potentiel de B, en le réunissant à l'une des armatures d'un condensateur chargé, dont l'autre armature est au sol. Dans ces conditions, en faisant tomber en permanence un faisceau de radiations ultra-violettes sur les électrodes, on trouve qu'une étincelle peut éclater entre A et B, même lorsque le condensateur auxiliaire est chargé à une tension inférieure à V_0 .

Swyngedauw ⁽¹⁾ explique ce résultat, en supposant que les radiations ultra-violettes abaissent le potentiel disruptif ; mais, Warburg montre que cette hypothèse n'est pas exacte et le prouve par l'expérience : quand on réunit B au condensateur, la charge de B est oscillante, pourvu que la résistance intercalée entre B et le condensateur soit faible ; B, peut alors atteindre temporairement un potentiel égal ou supérieur à V_0 et la décharge éclate entre A et B.

En somme, la conséquence des expériences de Warburg est que la décharge ne se produit pas, ou se produit plus difficilement, en l'absence de centres électrisés dans l'appareil à décharges. Ces centres peuvent se produire en créant dans l'appareil une ionisation quelconque, soit à l'aide de radiations ultra-violettes, soit à l'aide de rayons de Röntgen, soit à l'aide de tout autre procédé d'ionisation. Guggenheimer ⁽²⁾ a fait quelques expériences à l'appui de cette conclusion.

11. — *Recherches de Townsend.* — Pour terminer ce bref exposé historique des travaux effectués sur le potentiel disruptif, je cite les belles recherches de Townsend sur l'ionisation par collision, recherches dont le développement ici nous entraînerait trop loin, mais dont les conclusions permettent

⁽¹⁾ SWYNGEDAuw. *Journal de Physique*, 9, 1900, p. 488.

⁽²⁾ GUGGENHEIMER. *Phil. Mag.*, 2, 1901, p. 311.

l'établissement d'une théorie du potentiel disruptif. Nous aurons d'ailleurs l'occasion, à la fin de cette thèse, de discuter longuement cette théorie.

Townsend ⁽¹⁾ a fait une remarquable étude critique de tous les travaux relatifs à la décharge disruptive dans son traité *Electricity in Gases*, auquel je renvoie le lecteur. Je

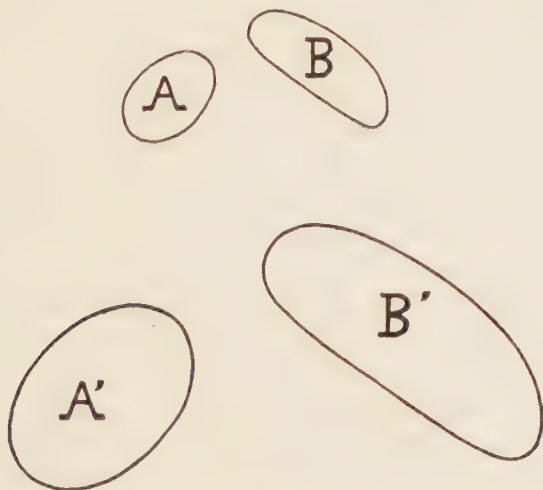


Fig. 3.

signalerai cependant ici la forme sous laquelle Townsend a généralisé la loi de Paschen :

Soient A et B (figure 3), deux conducteurs de formes quelconques et soit V_0 le potentiel disruptif, correspondant à une décharge entre ces conducteurs dans le sens de A vers B et dans un gaz à une pression p . Multiplions dans un rapport k toutes les dimensions de la figure géométrique AB, nous obtenons la figure géométrique A'B'. Supposons maintenant que A' et B' représentent deux conducteurs. Townsend démontre alors la loi suivante : le potentiel dis-

(1) TOWNSEND. *Electricity in Gases Oxford*, 1915.

ruptif, correspondant à une décharge, passant entre les conducteurs A' et B', dans le sens de A' vers B', est encore V_0 , à condition qu'on observe ce potentiel à une pression $\frac{p}{k}$. En particulier, si AB est constitué par un système de deux plans indéfinis, il est évident que l'énoncé précédent conduit à la loi de Paschen sous sa forme ordinaire, car le système des deux plans indéfinis A'B' est géométriquement semblable au système de plans AB.

2° COURBES CARACTÉRISTIQUES

12. — Recherches de Kaufmann. — En 1900 Kaufmann ⁽¹⁾ a publié une étude approfondie des courbes caractéristiques. Bien qu'elle soit relative à des décharges dans l'air à la pression atmosphérique, elle mérite d'être discutée ici en détail, car les apparences observées par Kaufmann sont analogues à celles qu'on observe dans les gaz raréfiés.

Supposons, avec Kaufmann, que nous utilisions un circuit de décharge, composé d'une source quelconque d'électricité, de force électromotrice E, mise en série avec l'appareil à décharges par l'intermédiaire d'une résistance. Soit R la valeur de cette résistance, I l'intensité du courant circulant dans le tube à décharges, V la différence de potentiel entre les électrodes du tube à décharges.

La relation

$$V = f(I) \quad (1)$$

entre ces deux dernières grandeurs est représentée par la courbe caractéristique du courant de décharge. Nous supposons que cette courbe a une forme *quelconque*, celle de la courbe de la figure 4, *par exemple*.

13. — Régimes de décharge. — Supposons qu'il circule

(1) W. KAUFMANN. *Ann. der Physik*, 2, 1900, p. 158.

dans l'appareil un courant de décharge, représenté par l'abscisse d'un point A de la caractéristique. La loi d'Ohm nous donne :

$$E = V + RI \quad (2)$$

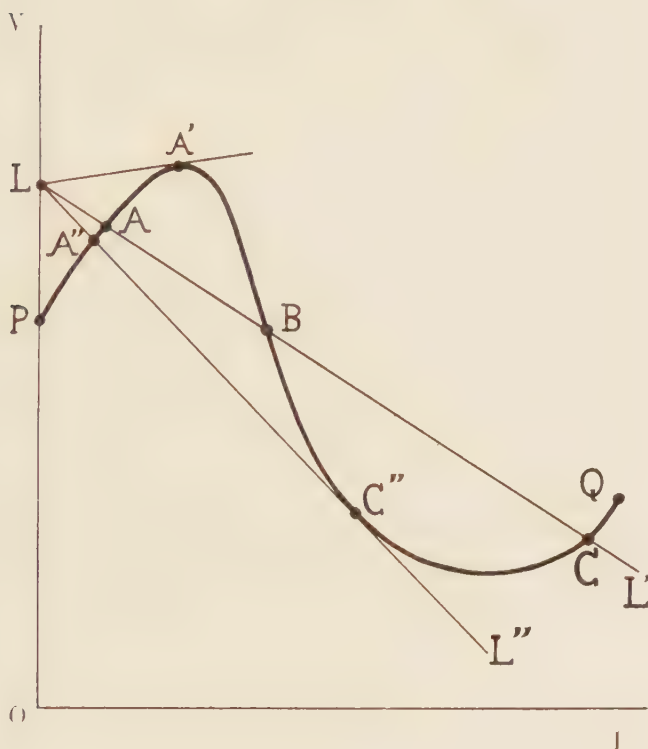


Fig. 4.

Cette équation, envisagée en considérant V et I comme les variables, représente une droite de pente $-R$; cette droite coupe l'axe des V en un point L d'ordonnée E ; OL représente donc la force électromotrice de la source employée. Réciproquement, à une force électromotrice E et à une résistance R correspond le régime de décharge, représenté par A , intersection de la droite (2) et de la caractéristique ; cette

droite peut couper aussi la caractéristique en d'autres points B et C qui correspondent, eux aussi, à des régimes de décharge pour le couple de valeurs de E_0 et de R envisagé.

14. — *Stabilité de la décharge.* — Soit $\frac{dV}{dI}$ la pente de la caractéristique au point A. Kaufmann démontre que A représente un état stable, si l'on peut écrire en ce point :

$$R - \frac{dV}{dI} > 0. \quad (3)$$

Cette inégalité est, en particulier, certainement remplie pour les branches *ascendantes* de caractéristiques, puisque $\frac{dV}{dI}$ est alors positif et que R est essentiellement positif.

Au contraire, si l'inégalité :

$$R + \frac{dV}{dI} < 0 \quad (4)$$

est satisfaite au point A, A représente alors un état instable. Sur la caractéristique les points représentant des états stables sont séparés des points représentant des états instables par les points tels que :

$$R - \frac{dV}{dI} = 0. \quad (5)$$

Ces points sont les points de contact des tangentes à la caractéristique issues de L.

Pour la caractéristique de la figure 4, les portions de courbe PA' et C''Q représentent des états stables, la portion de courbe A'C' des états instables. Sur la droite ABC en particulier, A et C figurent des états stables, B un état instable.

On voit qu'il peut y avoir des états stables sur des portions descendantes de caractéristique, car l'inégalité (3) peut être satisfaite par des valeurs négatives de $\frac{dV}{dI}$.

15. — *Application à la décharge disruptive au voisinage du potentiel disruptif.* — L'ordonnée V_0 du point P, où la caractéristique rencontre l'axe des V, représente évidemment le potentiel disruptif; on peut alors se rendre compte *a priori* de la stabilité de la décharge au voisinage du potentiel disruptif :

1^{re} Si la caractéristique est ascendante au point P, $\frac{dV}{dI}$ est positif en P et la décharge est stable au voisinage de ce point ;

2^{re} Si la caractéristique est descendante au point P, $\frac{dV}{dI}$ est négatif en P et la décharge est instable au voisinage de ce point, à moins que la résistance R, extérieure au tube à décharge, soit telle que l'inégalité (3) soit satisfaite; dans ce cas la décharge doit être stable au voisinage de P.

Pour vérifier ces résultats, Kaufmann employa un appareil à décharges, constitué par une pointe et un plan; cet appareil était placé dans l'air à la pression atmosphérique.

Pour une distance explosive suffisamment grande, il trouva que la décharge avait la forme d'une effluve continue, au voisinage du potentiel disruptif; le courant de décharge était *parfaitement stable*. Kaufmann vérifia alors que la caractéristique de courant était bien *ascendante* au voisinage de P.

Pour une distance explosive faible, il trouva que l'effluve était remplacée par une suite d'étincelles, montrant l'instabilité de la décharge; effectivement $\frac{dV}{dI}$ était alors négatif au voisinage de P. Cependant l'inégalité (3) nous enseigne que, pour des valeurs de R suffisamment grandes, on doit encore pouvoir obtenir une décharge stable. Kaufmann trouva qu'il n'en était pas ainsi et il obtint toujours des *étincelles*, *quelle que fut la valeur de R*. Il affirma que ceci était dû à la *capacité* des électrodes : elles forment un système dont la résistance intérieure, constituée par celle de l'intervalle

explosif, devient facile des que la décharge commence à passer; par conséquent, pour ce système, c'est l'inégalité (1) qui est vérifiée et la décharge est instable.

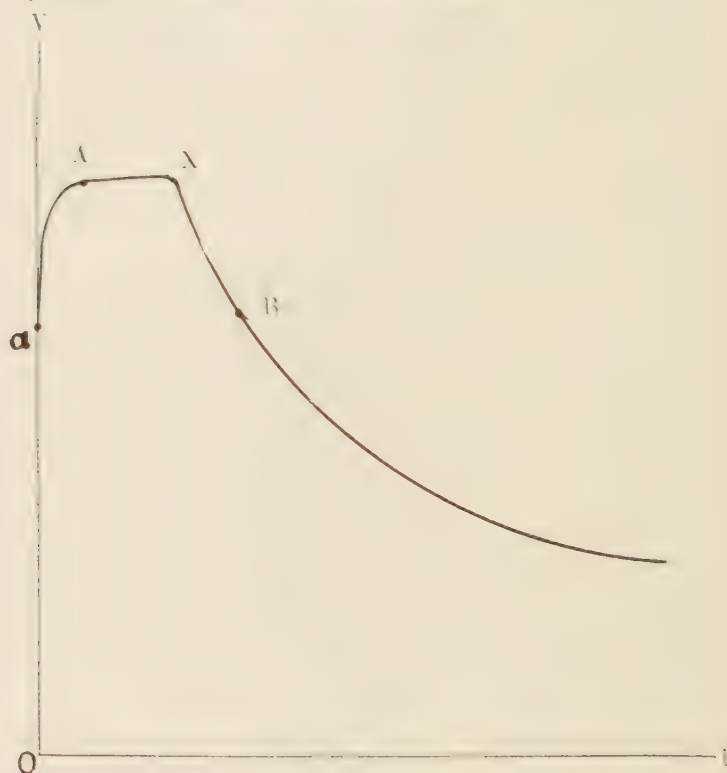


Fig. 5.

16. — *Recherches dans les gaz raréfiés.* — Riecke ⁽¹⁾ a indiqué quelques formes de caractéristiques, déterminées dans des gaz raréfiés.

Reiche ⁽²⁾ s'est attaché à l'étude des apparences de la décharge en mesurant pendant la période d'oscillation le

⁽¹⁾ RIECKE. *Ann. der Physik*, 4, 1901, p. 592.

⁽²⁾ REICHE. *Ann. der Physik*, 52, 1917, p. 109.

étudié la différence de potentiel V entre les électrodes d'un tube à décharges, en fonction du courant I circulant dans ce tube. L'appareil à décharges est constitué essentiellement par deux plans métalliques parallèles, d'abord nus, puis recouverts d'anneaux de garde en mica, de manière à obliger la décharge à ne se produire que dans la région centrale des plans. Une des plaques est recouverte de bromure de radium, dans l'espoir de diminuer le retard à l'établissement de la décharge. Une forte résistance R est interposée entre l'appareil et la batterie d'accumulateurs qui sert de source d'électricité.

Dans ces conditions, si l'on fait croître V , il arrive un moment où circule dans l'appareil un très faible courant, sans décharge lumineuse visible; cette partie du phénomène est représentée par la branche de courbe aA de la figure 5 (on a porté I en abscisse et V en ordonnée).

En A , la courbe s'incurve très brusquement, pour prendre une direction presque horizontale. Si l'on observe, à ce moment, le tube à décharges dans l'obscurité, on constate l'apparition de lueurs très faibles et très intermittentes; le galvanomètre ou l'électromètre, qui servent à déceler le courant de décharge, reçoivent une impulsion à l'apparition de chaque lueur.

Si l'on augmente maintenant le courant de décharge, soit en continuant à faire croître la force électromotrice de la source d'électricité, soit en réduisant la résistance R , on constate que le point figuratif décrit la branche de courbe AX , presque horizontale; en même temps, les lueurs de décharge deviennent plus distinctes et plus fréquentes.

Si l'on continue toujours à augmenter I , il arrive un moment (point X) où la courbe représentative s'incurve brusquement vers le bas suivant XY ; la nouvelle branche de courbe fait avec AX un angle considérable. L'aspect de la décharge, cependant, se modifie et paraît continue pour l'œil de l'observateur, quand on dépasse suffisamment le

point X. Mais, un téléphone, mis en série avec l'appareil, manifeste la discontinuité de la décharge, en émettant un son de hauteur mal définie.

3° CHUTE CATHODIQUE DE POTENTIEL

17. — Hittorf ⁽¹⁾, le premier, a montré que la différence de potentiel entre la cathode et un point quelconque de la lumière négative ne dépend pas de l'intensité du courant de décharge, tant que celui-ci n'est pas assez intense, pour que la lumière négative entoure complètement la cathode. Cette différence de potentiel est appelée chute cathodique de potentiel; on dit qu'elle est normale, tant que la lumière négative n'entoure pas complètement la cathode.

Dans un premier mémoire, Warburg ⁽²⁾ a étudié cette chute cathodique dans l'azote, tiré de l'air atmosphérique, et dans l'hydrogène; il a montré qu'elle est indépendante de la pression du gaz.

Elle est également indépendante de la nature de la cathode, tant que celle-ci est en platine, en zinc, en cuivre, en argent ou en fer. Mais, l'aluminium et le magnésium font exception à cette règle et conduisent à des chutes cathodiques plus basses que les autres métaux: ainsi, dans l'azote, Warburg a trouvé avec des cathodes en aluminium des chutes cathodiques de 15 o/o inférieures environ à la chute cathodique, mesurée avec des cathodes en platine; dans l'hydrogène, les différences sont plus grandes: dans une série de mesures, Warburg a trouvé dans ce gaz une chute de 330 volts pour le platine, de 206 volts pour l'aluminium, de 200 volts pour le magnésium. Enfin, la chute cathodique varie avec le temps et ses variations sont liées à celles de l'état de la cathode. Warburg a émis l'hypothèse que la décharge enlève les minces couches d'oxydes, qui sont à la

⁽¹⁾ HITTORF. *Wied. Ann.*, 20, 1883, p. 705.

⁽²⁾ WARBURG. *Wied. Ann.*, 20, 1883, p. 705.

surface des métaux neufs; il en résulte les variations de chute cathodique observées.

Mey⁽¹⁾ a également constaté ces variations de chute cathodique avec le temps et montré que la chute cathodique est faible, si l'on prend pour cathode des métaux alcalins.

Dans un deuxième mémoire, Warburg⁽²⁾ a montré que la chute cathodique dans l'azote et l'hydrogène varie beaucoup, selon qu'on l'observe, soit dans ces gaz purs, soit dans ces gaz contenant des traces d'oxygène; elle est plus grande dans ce dernier cas.

Strutt⁽³⁾ a étudié la chute cathodique dans l'hélium.

Capstick⁽⁴⁾ l'a étudiée dans différents gaz et donne pour valeurs de cette chute, observée avec une cathode en platine :

Hydrogène. . . .	298 volts
Azote	232 »
Oxygène	369 »
Vapeur d'eau . . .	469 »
Gaz ammoniac . . .	582 »

18. — La différence de potentiel entre les électrodes est évidemment la somme de la chute cathodique et des autres chutes de potentiel le long de la colonne positive et au voisinage de l'anode. Il en résulte que la chute cathodique représente une limite inférieure pour la différence de potentiel entre les électrodes. Le potentiel disruptif le plus faible est donc au moins égal, pour un gaz donné, à la chute cathodique mesurée dans ce gaz. J.-J. Thomson⁽⁵⁾ a comparé les valeurs les plus faibles des potentiels disruptifs, observées

(1) MEY. *Verhand. der Deutsch. Physik. Gesellsch.*, 5, 1903, p. 72.

(2) WARBURG. *Wiel. Ann.*, 40, 1890, p. 1.

(3) STRUTT, *loc. cit.*

(4) CAPSTICK. *Proc. Roy. Soc.*, 53, 1898, p. 356.

(5) J.-J. THOMSON. *Passage de l'électricité à travers les gaz*. Traduction française, p. 536.

par Strutt (*loc. cit.*) dans différents gaz, aux valeurs de la chute cathodique données par Capstick (*loc. cit.*). La comparaison entre l'une et l'autre de ces grandeurs montre que l'égalité entre elles est grossièrement réalisée. Elles se trouvent donc liées l'une à l'autre et doivent varier simultanément.

III. — Critique des expériences précédentes.

Objet et but du présent travail.

19. — *Critique de l'appareillage employé.* — Certains expérimentateurs ont étudié la décharge électrique en utilisant des appareils constitués par deux électrodes, de formes quelconques, situées aux deux extrémités d'un tube de verre. Un tel dispositif est, en général, defectueux : d'une part, le champ électrique, même avant le passage de la décharge, a une distribution irrégulière ; d'autre part, l'enveloppe de verre s'électrise pendant le passage de la décharge et modifie ce champ considérablement ; enfin, pour des pressions suffisamment basses, la décharge ne passe pas entre des régions déterminées des deux électrodes, mais entre des régions variables à chaque instant, selon les modifications du champ électrique, de la nature du gaz et de tous les facteurs qui conditionnent la décharge.

Les expérimentateurs ont rarement soigné la pureté des gaz qu'ils employaient. Ainsi, Paschen utilisa de l'hydrogène, préparé par le zinc et l'acide sulfurique, grossièrement purifié par lavage à l'eau, puis séché. Carr prépara l'hydrogène de la même façon, mais le purifia avec plus de soin ; or on sait à l'heure actuelle le grand nombre d'impuretés, qui souillent l'hydrogène, préparé de cette façon, et combien il est difficile de le purifier. De même, Paschen et Carr ont utilisé du gaz carbonique, préparé à l'aide de marbre et d'acide chlorhydrique, puis débarrassé des traces d'acide entraînées par lavage à l'eau ; on ne peut avoir de cette façon

un gaz bien pur. Or, nous avons vu, avec Strutt, que les moindres traces d'impuretés dans un gaz peuvent changer considérablement la valeur du potentiel disruptif, mesuré dans ce gaz. Les expériences précédentes peuvent donc être entachées d'erreurs assez considérables.

D'autres, comme Meservey, Warburg, ont utilisé des appareils, rendus étanches par des mastiquages. Cette technique est mauvaise : on peut bien obtenir l'étanchéité parfaite avec un mastiquage, mais on ne peut affirmer que cette étanchéité se maintiendra longtemps avec sa perfection initiale ; or, la moindre trace d'air dans le gaz étudié peut changer considérablement le potentiel disruptif dans ce gaz.

Enfin, d'une manière générale, on ne s'est pas préoccupé de l'état de propreté des électrodes employées ; ces électrodes sont toujours chargées d'impuretés de toutes natures et on ne sait pas, *à priori*, si ces impuretés ne modifient pas considérablement le potentiel disruptif.

20. — Critique des méthodes de mesure. — Les précédents auteurs ont tous mesuré le potentiel disruptif, en élevant progressivement la différence de potentiel entre les électrodes du tube à décharges considéré. Ils attendaient longtemps après l'établissement de la différence de potentiel, présumée être égal au potentiel disruptif, jusqu'à ce que la décharge se produisît. De cette façon, ils éliminaient en partie l'erreur due au retard à l'établissement de la décharge ; mais les mesures étaient ainsi fort longues : dans certaines expériences, Carr attendait jusqu'à 15 minutes après l'établissement de la différence de potentiel. D'ailleurs, le retard est très irrégulier, de sorte qu'il en résulte une grave incertitude sur le résultat des mesures.

Enfin, les mesures de potentiel disruptif ont été conduites, sans préoccupation de la façon dont se comporte la décharge, au voisinage du potentiel disruptif. Ces mesures correspondent, selon les cas, à l'établissement de régimes de décharge très différents les uns des autres.

21. — *Objet et but des recherches actuelles.* — L'histoire rapide qu'on vient d'exposer a permis de se rendre compte de la complexité des phénomènes, qui déterminent le commencement de la décharge disruptive. La difficulté des études de ce genre nécessite une technique rigoureuse, afin d'éliminer le plus possible les erreurs résultant soit des impuretés dans les gaz ou les électrodes utilisés, soit des défauts de montage de l'appareil employé.

Le présent travail a pour objet l'étude du potentiel disruptif; il a pour but :

1^o De préciser les conditions dans lesquelles ce potentiel est défini ;

2^o D'étudier l'influence sur ce potentiel de la nature ou de l'état des électrodes.

Pour préciser les conditions dans lesquelles le potentiel disruptif est défini, j'ai pensé qu'il était nécessaire d'étudier d'abord les caractéristiques de courant de décharge, car ces caractéristiques donnent les différents régimes de décharge possibles au voisinage du potentiel disruptif. Il pourra donc en résulter d'importantes conséquences pour nos mesures de potentiel disruptif.

Ayant mis au point la technique des mesures de potentiel disruptif, je pourrai ensuite, tout en évitant le plus possible les critiques que je viens d'énoncer, appliquer cette technique à l'étude des variations possibles du potentiel disruptif avec la nature des électrodes. En effet, l'étude historique précédente nous a appris que, si ces variations sont en général contestées, il y a cependant certaines expériences, qui semblent être en faveur de l'existence de telles variations : les observations de de la Rue et Müller, d'Holst et Oosterhuis sur le potentiel disruptif; celles de Warburg et Mey sur la chute cathodique de potentiel. Mais, ces variations sont relatives à des observations faites sur des métaux très altérables; il faudra donc voir, si elles ne sont pas plutôt

dues aux produits d'altération de ces métaux qu'un changement de la nature même de ces métaux.

Je remercie bien vivement MM. Péchard et Abraham, qui ont mis à ma disposition le matériel nécessaire pour effectuer les recherches actuelles.

C'est pour moi un agréable devoir de remercier bien sincèrement M. Villard, qui a bien voulu s'intéresser à mon travail et m'a donné plus d'un utile conseil.

Paris, le 20 juin 1923.

CHAPITRE PREMIER

Dispositif expérimental.

1. — Je vais d'abord décrire les appareils employés au cours des présentes recherches. Ces appareils peuvent, à volonté, être utilisés, soit pour l'étude des caractéristiques de courant, soit pour les mesures de potentiel disruptif.

I. — Appareils à décharges.

2. — Le tube à décharges employé doit satisfaire aux conditions suivantes :

1° L'enceinte où passera le courant de décharge doit être étanche, car il faut éviter que de l'air, même en quantité très faible, ne souille le gaz étudié. Cette étanchéité ne peut être réalisée, de façon durable, qu'en employant un appareil en verre entièrement soudé ; les connexions avec les électrodes sont établies à l'aide de fils de platine, qui traversent la paroi de verre et lui sont soudés.

2° La décharge électrique doit s'effectuer le long d'un chemin bien déterminé et connu.

3° On doit pouvoir porter les électrodes à haute température, afin de les priver des impuretés qu'elles peuvent contenir.

3. — Les trois conditions précédentes sont parfaitement remplies, si l'on emploie un système de deux électrodes cylindriques : un cylindre métallique et un fil cylindrique métallique de même axe ; le fil peut être chauffé par un courant électrique ; par le rayonnement du fil chaud, le cylindre se trouve lui-même porté à une température assez élevée.

Le cylindre C est en laiton ou en cuivre rouge (fig. 6) ; il

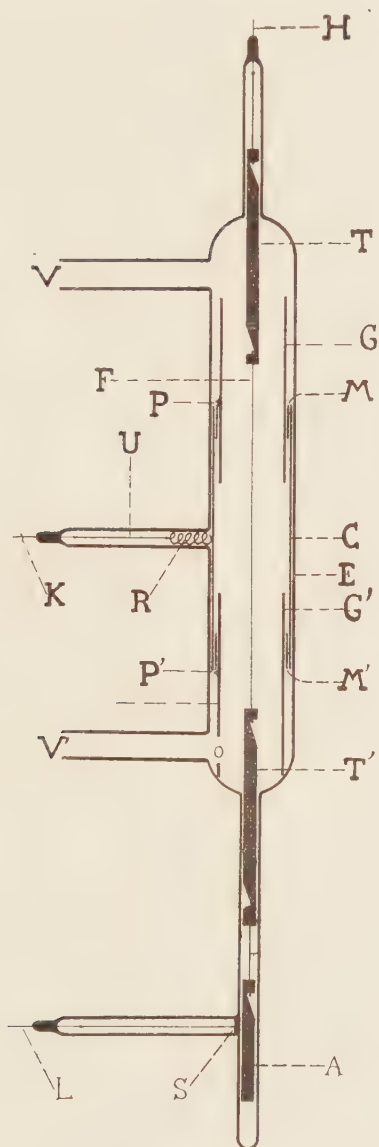


Fig. 6.

glisse à frottement doux dans le tube de verre vertical E qui sert d'enveloppe à l'appareil. Le fil est serti à ses extrémités dans deux tiges de nickel T T' ; la tige supérieure est fixée au fil de platine H, soudé lui-même à l'extrémité du tube. La tige de nickel inférieure est prolongée par une tige de fer A, qui peut venir buter latéralement sur un secteur cylindrique S en platine, relié à l'électrode L. Un aimant, extérieur au tube à décharges, permet d'établir le contact entre A et S. Ce dispositif a pour but de laisser le fil libre de se dilater, lorsqu'on le chauffe par un courant électrique, circulant de L à H à travers le fil. C'est de beaucoup le plus simple et le plus pratique de tous les dispositifs que j'ai employés dans le but de permettre cette dilatation. En outre, on peut remplacer ainsi très facilement le fil par un autre. Le contact électrique avec le cylindre est établi grâce à l'électrode K, terminée par une spirale de platine R, qui appuie sur le cylindre ; afin que le contact fût bon, le cylindre a lui-même été recouvert d'une mince feuille de platine, soudée à l'argent sur sa surface.

La décharge est limitée à la portion centrale du cylindre par deux tubes de verre GG', qui pénètrent à l'intérieur du cylindre. En outre, le tube de verre inférieur G' bute sur le fond de l'enveloppe de verre E ; une pointe de verre P' est tirée de la surface de G' et arrête ainsi le cylindre métallique ; une pointe de verre semblable P maintient le tube de verre supérieur G.

La pulvérisation de la cathode, sous l'influence de la décharge, et celle du fil, lorsqu'il est porté à l'incandescence, sont très gênantes. Des particules métalliques viennent se déposer sur les tubes GG', dont la surface devient conductrice et ne tarderait pas à être en contact avec le cylindre métallique. C'est pourquoi, G et G' ne sont pas sertis directement dans ce cylindre, mais dans deux bagues métalliques M et M', d'une longueur inférieure à la leur ; ces bagues M et M' entrent à frottement dur dans le cylindre ; de cette façon, la portion de surface de G et G', qui se trouve du côté

du cylindre et qui n'est pas atteinte par la pulvérisation du métal, assure l'isolement des tubes GG'.

Le gaz étudié entre dans l'appareil, et en sort, par l'intermédiaire de deux gros tubes latéraux V et V'.

Cet appareil a donné d'excellents résultats et c'est lui surtout que j'ai utilisé pour les mesures de potentiel disruptif.

4. — J'ai employé aussi un appareil, constitué essentiellement par deux plans métalliques parallèles, et que je vais décrire rapidement (fig. 7).

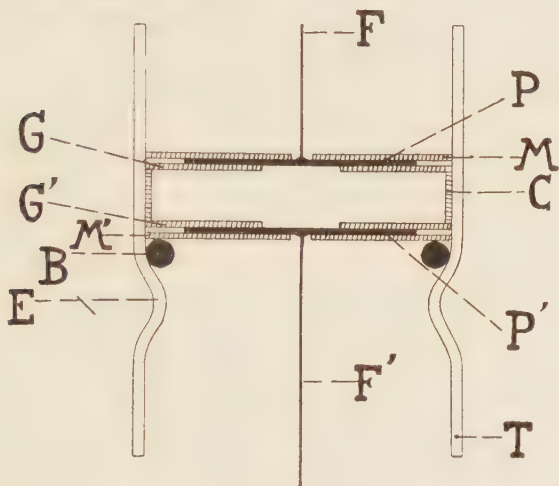


Fig. 7.

Les deux électrodes sont deux disques de platine PP', dont l'épaisseur est de $1/50^e$ de millimètre ; leur diamètre est de 3 centimètres ; à ces disques sont soudés deux fils d'argent FF', soudés eux-mêmes à deux fils de platine, qui traversent la paroi de l'enveloppe de verre E et forment ainsi les connexions avec l'extérieur de l'appareil. Les disques sont fixés chacun entre deux rondelles de mica épais GM et G'M'. Les rondelles de mica G et G' sont percées en leur centre d'un orifice circulaire, dont le diamètre est de 1 cm. ; la décharge électrique ne peut ainsi franchir l'intervalle compris entre les

électrodes que dans la région où le champ électrique est sensiblement uniforme. La distance explosive, variable de 4 à

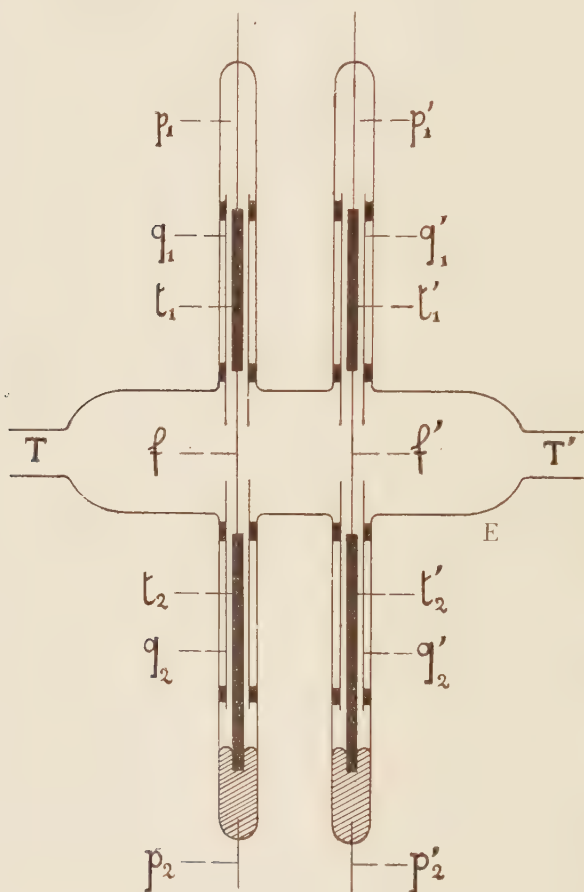


Fig. 8.

8 millimètres, est réglée par la hauteur d'une cale en mica C, faisant le tour du tube de verre T.

Tout l'ensemble repose sur l'anneau de cuivre B, lequel vient lui-même buter sur un étranglement E du tube de

verre. L'appareil a ainsi une rigidité suffisante ; il a, sur celui de Carr, l'avantage de ne pas contenir d'ébonite ; cet avantage est sérieux, si l'on considère que l'appareil doit pouvoir être soumis à des décharges intenses, pour lesquelles le gaz mis en œuvre s'échauffe ; dans ces conditions, la température, atteinte par les pièces d'ébonite, peut être suffisante pour que l'ébonite s'altère ; celle-ci dégage des produits gazeux, qui modifient complètement la nature du gaz de l'appareil.

Par contre, l'appareil à deux électrodes planes offre vis-à-vis de l'appareil à électrodes cylindriques un désavantage ; ses électrodes ne peuvent aussi commodément être portées à haute température.

5. — Enfin, quelques observations ont été faites avec un appareil à deux électrodes filiformes (fig. 8).

Les deux fils ff' du métal à étudier sont sertis respectivement dans les tiges de nickel t_1t_2 et $t'_1t'_2$. Ils sont maintenus verticaux par le poids des tiges $t_2t'_2$, qui plongent dans du mercure et permettent ainsi la dilatation des fils ; si l'on veut opérer en l'absence de vapeur de mercure, on remplace ce dispositif par le dispositif à contact magnétique déjà décrit. Afin que la décharge électrique, passant entre les deux fils, n'affecte que les régions centrales des deux fils, quatre tiges de quartz q_1q_2 $q'_1q'_2$ entourent les fils, en ne laissant libres que ces régions centrales.

Tout l'appareil est enfermé dans l'enveloppe de verre E ; le gaz étudié entre dans cette enveloppe et en sort par les tubes TT'.

Enfin, l'enveloppe de verre est traversée par les fils de platine p_1p_2 $p'_1p'_2$, qui établissent les connexions électriques des électrodes avec l'extérieur de l'appareil.

II. — Préparation des gaz.

6. — *Hydrogène.* — L'hydrogène peut difficilement être préparé pur par voie chimique ; quant à l'hydrogène, pré-

paré par voie électrolytique, il contient toujours des traces d'oxygène qu'il est difficile d'éliminer. Aussi ai-je préparé l'hydrogène, en utilisant sa propriété bien connue de diffuser à travers du platine ou du palladium incandescents ; cette propriété lui est exclusive, de sorte qu'on peut préparer de l'hydrogène pur, en partant d'un mélange hydrogéné quelconque. J'ai donc utilisé le dispositif connu sous le nom d'« osmo-régulateur », constitué par un tube de platine fermé à l'une de ses extrémités et dont l'autre extrémité est soudée à un tube de verre, soudé lui-même à l'appareil à décharges. On le chauffe électriquement dans une atmosphère d'hydrogène, provenant par exemple d'un tube en acier.

J'ai aussi employé des tubes de palladium ; la diffusion de l'hydrogène à travers le palladium chauffé est considérable, si on la compare à celle qui se produit, dans les mêmes conditions, à travers le platine ; pour fixer les idées, il est aisé d'obtenir une pression d'hydrogène de 10 cm. dans un récipient de 1 litre, à l'aide d'un tube de palladium, chauffé électriquement au rouge-cerise pendant 1 minute, dans une atmosphère d'hydrogène à la pression normale ; le tube employé a 2 mm. de diamètre et sa paroi une épaisseur de $1/20^{\circ}$ mm. ; il est chauffé au rouge-cerise sur une longueur de 5 cm. Malheureusement, les tubes de palladium sont très fragiles et il se crée facilement des fissures dans leur paroi ; de plus, leur débit en hydrogène est trop considérable pour que leur emploi soit commode, lors des mesures aux basses pressions. Je les ai réservés à l'étude du potentiel disruptif aux pressions moyennes (quelques centimètres de mercure).

Pour le chauffage électrique des tubes métalliques, il faut des courants de 20 à 30 ampères. Il est commode de chauffer ces tubes à l'aide du courant secondaire d'un transformateur réducteur de tension, dont le primaire est relié au secteur à 110 volts.

7. — *Gaz carbonique.* — Pour préparer ce gaz, j'ai utilisé la décomposition par la chaleur du bicarbonate de soude pur.

Le gaz obtenu est pur, abstraction faite de la vapeur d'eau qu'il contient ; il se dessèche d'abord, en passant dans un tube renfermant de l'anhydride phosphorique, puis en séjournant quelques heures dans un récipient qui contient aussi de l'anhydride phosphorique.

8. — *Air*. — Au cours des mesures, que j'ai faites dans l'air, j'ai veillé à n'employer que de l'air parfaitement sec. Dans ce but, l'air séjournait d'abord quelques heures dans un récipient contenant de l'anhydride phosphorique et ne pouvait pénétrer dans l'appareil à décharges qu'après avoir traversé un tube plongeant dans l'air liquide.

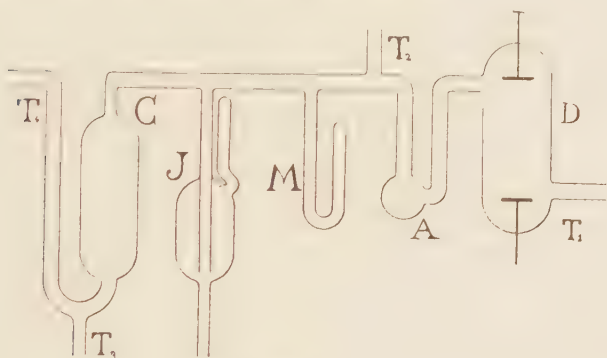


Fig. 9.

III. — Ensemble de la canalisation : remplissage de l'appareil à décharges.

9. — Tout l'appareil étant entièrement en verre soudé, on peut y faire un vide avancé ; ce vide est obtenu, soit à l'aide d'une pompe à diffusion de Langmuir, soit à l'aide d'une pompe rotative à mercure de Gaede. On peut à volonté, par un jeu de robinets, employer l'une ou l'autre de ces pompes ; si c'est la pompe à diffusion qu'on utilise, on se sert de la pompe de Gaede comme pompe préparatoire. D'ailleurs, dans la plupart des cas, la pompe de Gaede suffit à elle seule

et, comme son maniement est très aisé, c'est elle qu'on a employée de préférence.

10. — L'ensemble de la canalisation est représenté sur la figure 9.

C'est l'un des appareils à décharges décrits précédemment.

A est un récipient plongeant dans l'air liquide.

M est un manomètre à mercure, J une jauge de Mac Lœd, permettant de mesurer avec précision des pressions, variant de 0,1 à 3 mm., et d'évaluer des pressions descendant jusqu'à 0,0001 mm.

C représente un tube de grande capacité, dans lequel on peut faire monter du mercure par le tube T_3 . De cette façon, on comprime ou on décomprime légèrement le gaz de l'appareil, ce qui permet d'opérer exactement à la pression désirée ; en outre, l'obturation du mercure permet d'arrêter les vapeurs de graisses, venant des robinets compris entre C et les pompes à vide, reliées à l'appareil par le tube T_4 .

11. — *Remplissage de l'appareil.* — Dans tous les cas, on commence par faire dans l'appareil un vide avancé ; pour atteindre un tel vide, il faut éliminer autant que possible les gaz occlus dans le verre de la canalisation et les divers éléments de l'appareil. On atteint ce but en chauffant tout l'appareil à l'aide de la flamme blanche d'un chalumeau, pendant que la pompe à vide reste en action. Quand la jauge n'indique plus qu'une pression inférieure au millième de millimètre, on cesse de chauffer l'appareil et on introduit le gaz à étudier :

12. — *Hydrogene* — Comme ce gaz est préparé pur, il arrive directement dans l'appareil à décharges par le tube T_1 et sans les quelques traces d'impuretés, qui subsistent dans cet appareil. Le tube de tube à air liquide A est alors, seulement, à arrêter les traces de vapeur de mercure qui, sans son interposition, diffuseraient du manomètre et des pompes vers l'appareil à décharges.

13. — Gaz carbonique. — Ce gaz entre aussi par le tube T_1 , mais on ne peut alors conserver l'air liquide autour de A ; en effet, la tension de vapeur du gaz carbonique liquéfié est trop faible à la température d'ébullition de l'air liquide ; les expériences dans le gaz carbonique ont donc été faites en présence de traces de vapeur de mercure.

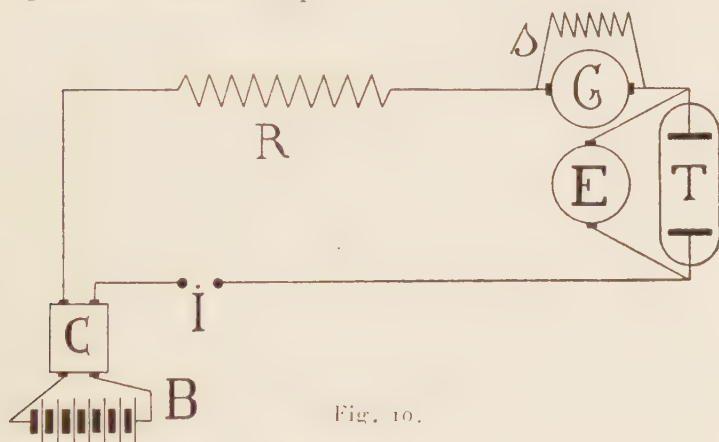


Fig. 10.

14. — Air. — L'air entre par le tube T_2 ; de cette façon, il traverse d'abord le tube à air liquide A, avant de pénétrer dans l'appareil à décharges ; j'aurais pu le faire rentrer, comme les gaz précédents, par le tube T_1 , mais cette manière d'opérer eut nécessité l'addition d'un deuxième tube à air liquide, à travers lequel l'air serait passé, avant de pénétrer dans l'appareil à décharges.

IV. — Montage électrique.

15. — Circuit de décharge. — L'ensemble de ce circuit est représenté sur la figure 10.

La source d'électricité est constituée par une batterie de petits accumulateurs B. Cette batterie permet, à l'aide d'un clavier d'accouplement, d'obtenir de deux en deux volts des forces électromotrices comprises entre 0 et 2.000 volts ; une

résistance auxiliaire permet de faire varier la force électromotrice de la batterie, sans que le courant de décharge soit coupé pendant cette variation.

La batterie B est reliée au tube à décharges T par l'intermédiaire :

- 1° D'un commutateur C ;
- 2° D'un interrupteur I ;
- 3° D'une résistance R.

La résistance R est constituée par deux résistances mises en série ; l'une est en manganine et peut varier de 0 à 1 mégohm de 100.000 en 100.000 ohms ; l'autre est une résistance électrolytique ; c'est un tube de verre capillaire, rempli d'eau venant simplement de la canalisation de la ville. Cette résistance varie légèrement avec le temps, mais cela est sans importance pour l'usage auquel on la destine ; son ordre de grandeur est de 20 mégohms ; des prises de contact en platine traversent la paroi du tube capillaire et permettent de réduire cette résistance à 2 ou 4 ou 8 mégohms environ, selon les besoins de l'expérience.

16. — Mesure des différences de potentiel. — Les différences de potentiel entre les électrodes sont mesurées à l'aide de l'électromètre E, en dérivation sur le tube à décharges ; c'est un électromètre multicellulaire de Kelvin, à lecture directe ; cet appareil est bien amorti et tout à fait remarquable par la constance de ses indications ; son échelle s'étend de 200 à 700 volts ; au-dessus, on emploie un deuxième électromètre moins sensible.

17. — Mesure des courants de décharge. — Ces courants sont mesurés à l'aide d'un galvanomètre G, à cadre mobile, shunté par une résistance S. Il n'est pas nécessaire d'employer un galvanomètre très sensible, car les courants de décharge sont relativement intenses, même au voisinage du potentiel disruptif. Le galvanomètre employé donnait sur une échelle graduée, placée à 1 mètre de lui-même, une déviation du spot de 1,2 division pour un courant de 10^{-8} ampères.

CHAPITRE II

Etude des caractéristiques de courant.

I. — Stabilité de la décharge disruptive.

1. — L'étude des caractéristiques de courant de décharge est, dans les gaz raréfiés, tout à fait semblable à celle que Kaufmann a conduite aux pressions élevées ; aussi n'insisterons-nous pas longuement sur cette étude, mais plutôt sur les conséquences qu'on peut en déduire concernant le potentiel disruptif.

Dans ce qui suit, I est encore l'intensité du courant de décharge, V la différence de potentiel entre les électrodes du tube à décharges, R la résistance intercalée entre le tube à décharges et la source d'électricité, dont la force électromotrice est E .

Nous diviserons les caractéristiques en deux catégories, selon qu'elles sont *ascendantes* ou *descendantes* au voisinage du potentiel disruptif.

2. — En appliquant les conditions de stabilité, données par Kaufmann, on voit immédiatement qu'un régime de décharge, dont le point figuratif est sur une portion *ascendante* de caractéristique, est stable. En particulier, la décharge est stable au voisinage du potentiel disruptif, si la caractéristique est ascendante au voisinage de ce point. On peut alors, *dans ce cas particulier*, considérer le potentiel disruptif comme la limite vers laquelle tend la différence de potentiel entre les électrodes, lorsque le courant de décharge tend vers zéro.

3. — La courbe (γ) de la figure 11 indique l'allure générale des caractéristiques descendantes au voisinage du poten-

tiel disruptif. Supposons que E soit supérieur au potentiel disruptif V_0 et cherchons le régime qui s'établit dans le tube

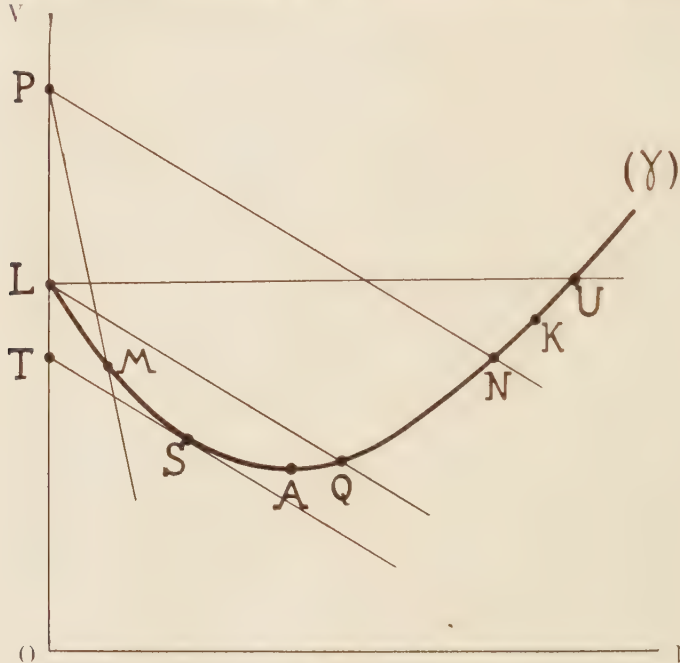


Fig. 11.

à décharges. Ce régime est représenté par l'intersection M de la courbe (γ) avec la droite D , dont l'équation est :

$$E = V + RI \quad (1)$$

D coupe l'axe des V en un point P , dont l'ordonnée E est supérieure à V_0 ; au point M , la condition de stabilité

$$R + \frac{dV}{dl} > 0 \quad (2)$$

est réalisée, et le régime de décharge correspondant est stable, *en apparence*.

Faisons maintenant décroître E ; le point P se rapproche de L , dont l'ordonnée est V_0 . D'autre part, si la résistance R est maintenue constante, la droite D se déplace parallèlement à elle-même. Deux cas vont alors se présenter :

1° La droite D reste constamment sécante à la courbe (γ) .

Ce cas se présente, si la résistance R est suffisamment grande. Les états de régime, représentés par M , sont alors constamment stables et le courant de décharge tend vers zéro par valeurs continues, à mesure que E tend vers V_0 . Nous verrons plus loin que cette *continuité* n'est qu'une *apparence*.

2° La droite D devient tangente à (γ) pour une certaine valeur de E .

Ce cas se présente, si la résistance R est suffisamment faible. En PN nous avons représenté la droite D , correspondant à la même valeur de E que la droite PM , mais à une valeur plus faible de R . L'état représenté par le point N est encore un état stable. Lorsque E décroît, on a une succession d'états stables; mais, lorsque E a atteint la valeur E_0 , il circule encore dans l'appareil un courant de décharge, représenté par le point Q , intersection de la droite D avec (γ) . E peut être ainsi abaissé jusqu'à la valeur représentée par l'ordonnée du point T , TS étant la droite D tangente en S à (γ) . Mais, à ce moment, si l'on continue à faire décroître E , la décharge cesse brusquement, car la droite D ne coupe plus la courbe (γ) .

Opérons maintenant en faisant croître E à partir de zéro. La décharge ne peut alors commencer que pour $E = V_0$, mais l'état représenté par le point L n'est pas stable, et, si la résistance R est la même que précédemment, la décharge atteint immédiatement le régime représenté par le point Q .

En résumé, il est impossible, par voie de potentiel croissant, d'obtenir un courant inférieur à l'abscisse du point Q , et, par voie de potentiel décroissant, un courant inférieur à l'abscisse du point S . Le potentiel disruptif ne peut donc

être considéré comme la limite vers laquelle tend V quand I tend vers zéro, puisqu'il est impossible que I atteigne zéro par valeurs continues.

Il est facile de trouver la résistance R_0 telle que, pour $R > R_0$, la droite D soit toujours sécante à (γ) ; la droite D , correspondant à R , est évidemment tangente à (γ) en L ; on a donc :

$$R_0 = \left(\frac{dV}{dI} \right)_0$$

$\left(\frac{dV}{dI} \right)_0$ étant la valeur absolue de la pente de (γ) au point L .

Pour toute valeur de R supérieure à R_0 , le courant de décharge tend bien vers zéro, lorsque la force électromotrice E de la source d'électricité tend vers la valeur V_0 du potentiel disruptif.

4. — *Instabilité effective de la décharge disruptive en un point d'une caractéristique descendante.* — Le régime de décharge, représenté par un point où la caractéristique considérée est ascendante, est toujours stable. Mais, à une caractéristique, descendante au voisinage du potentiel disruptif, devrait aussi correspondre un régime stable pour tout point de la branche descendante de cette caractéristique, pourvu que la résistance R utilisée fut suffisamment grande. Or Kaufmann, dans ses expériences faites à la pression atmosphérique, a trouvé que cette *stabilité* n'était qu'*apparente*; en fait, la décharge était toujours discontinue au voisinage du potentiel disruptif, lorsque la caractéristique était *descendante* en ce voisinage.

Je me suis efforcé de montrer que la décharge dans les gaz raréfiés jouit de la même propriété. L'expérience suivante révèle en partie le mécanisme de la décharge.

Employons le montage de la figure 10 et mettons, en dérivation entre les bornes du tube à décharges, un condensateur en mica, dont la capacité peut varier de 0,01 à 1 microfarad. La résistance R est de 20 mégohms, la pression du gaz est

quelconque, mais correspond cependant à une caractéristique *descendante* au *voisinage* du potentiel disruptif (courbe (γ) , fig. 11); dans ces conditions, supposons qu'on ferme le circuit sur une force électromotrice égale ou très légèrement supérieure au potentiel disruptif V_0 , dans les conditions de l'expérience. Le condensateur se charge, et, pour une résistance R aussi grande et une self négligeable, le régime de charge est exponentiel. Lorsque la différence de potentiel V entre les électrodes du tube à décharges a atteint la valeur V_0 , la décharge apparaît dans le tube, s'il n'y a pas eu de retard à son établissement. Mais, on constate que le courant de décharge prend immédiatement une valeur considérable et cesse aussitôt après. En somme, le condensateur joue le rôle d'une force électromotrice, mise en court-circuit sur les électrodes, sans l'intermédiaire de résistance appréciable. Pour ce circuit, la droite D est la parallèle LU à l'axe des I . Si le condensateur avait une capacité infinie, le point figuratif, représentant à chaque instant l'état de la décharge, devrait alors se déplacer sur (γ) , jusqu'à ce qu'il atteigne le point U , qui représenterait alors le régime stable de la décharge. Pratiquement, le point figuratif atteindra une position K , telle que l'ordonnée de K soit égale, au même instant, à la différence de potentiel entre les électrodes. Nous n'avons aucune idée sur la position K de ce point, car celle-ci dépend de la vitesse plus ou moins grande de déplacement du point figuratif sur la courbe (γ) . Si cette vitesse est grande, la quantité totale d'électricité $\int Idt$, débitée pendant le temps t_1 de la course LAK du point figuratif, est très faible; le condensateur s'est très peu déchargé et K se trouve près du point U situé sur l'horizontale de L .

Lorsque le point K a été atteint, le condensateur continue à se décharger et le point figuratif revient en arrière; il ne peut toutefois dépasser dans cette deuxième partie de sa course le minimum A de la courbe (γ) ; lorsqu'il atteint A , puisque le condensateur tend toujours à se décharger, la

décharge s'éteint dans le tube. Cette partie KA de la course du point figuratif se fait en un temps t_2 , qui nous est également inconnu : l'expérience montre, cependant, que l'ensemble du parcours dure un temps $t_1 + t_2$ insignifiant : on aperçoit un *éclair* dans le tube à décharges ; en même temps, l'aiguille de l'électromètre vient sur une position V_1 , correspondant à l'ordonnée du point A.

Dans ce qui précède, on n'a pas tenu compte de l'apport d'électricité de la source pendant la durée de la décharge ; cette durée est tellement faible que cet apport est négligeable. Lorsque la décharge a cessé dans le tube, le condensateur se recharge et la différence de potentiel entre ses armatures atteint la valeur V_0 au bout d'un temps t_3 que l'on peut calculer à l'aide des formules classiques, car on connaît la différence de potentiel V_1 au début de la recharge du condensateur.

Quand V a atteint la valeur V_0 , il faut attendre, en outre, le temps r du retard à l'établissement de la décharge pour qu'un nouveau cycle de décharge recommence. On obtient donc une série d'éclairs, qui seraient régulièrement espacés dans le temps de $T = t_1 + t_2 + t_3 + r$, si r était bien défini. Cela n'a pas lieu et les éclairs se produisent à intervalles irréguliers ; l'intervalle minimum entre deux éclairs est $\theta = t_1 + t_2 + t_3$. En prenant E à peine supérieur à V_0 , on peut rendre le temps t_3 de recharge du condensateur au potentiel V_0 aussi grand que l'on veut et obtenir des éclairs très distants, distants de plusieurs minutes par exemple.

5. — Cette expérience du condensateur est intéressante, car elle nous donne une explication très probable de ce fait que la décharge est toujours discontinue en un point d'une branche descendante de caractéristique, quelle que soit la valeur de la résistance R .

Supposons, en effet, que dans l'expérience précédente nous diminuions la capacité du condensateur. Nous ne pouvons rien dire de certain sur les variations du temps θ , qui

en résulteront, si ce n'est que ce temps décroît avec la capacité du condensateur. Finalement, le temps T se réduira, pour une capacité très faible, au retard r à l'établissement de

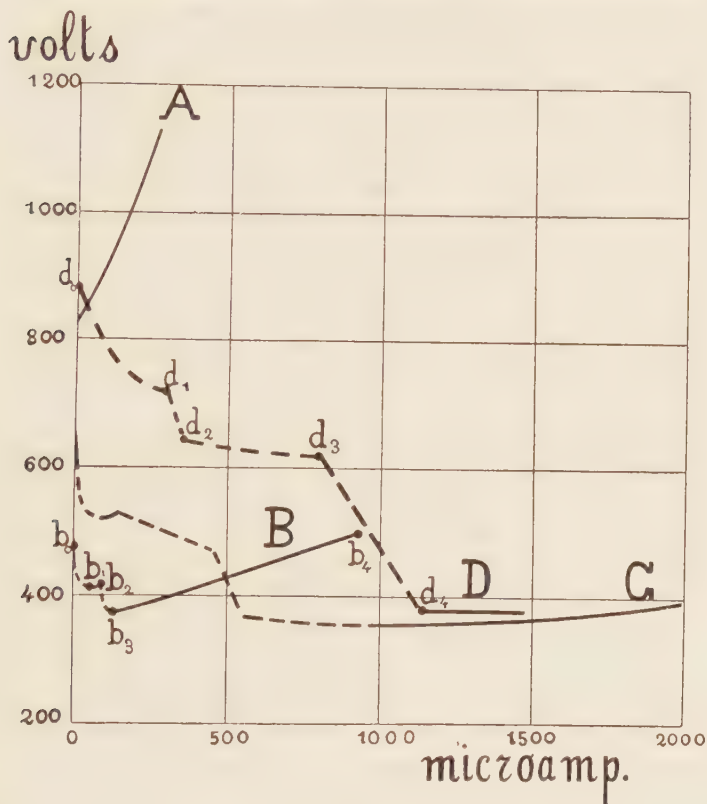


Fig. 12.

la décharge ; c'est précisément le cas des expériences, effectuées sans l'intervention du condensateur auxiliaire ; les électrodes du tube forment, à elles seules, un condensateur de faible capacité, qui se décharge dans le gaz à des intervalles de temps, dont la grandeur est, chaque fois, sensiblement égale au retard à l'établissement de la décharge.

11. — Caractéristiques expérimentales.

6. — Toute l'analyse précédente n'a, bien entendu, qu'un caractère purement qualitatif — nous avons supposé, par exemple, que la branche descendante de caractéristique LA (fig. 11) jusqu'à un certain point, est suivie par le point figuratif. Cette branche de courbe ne coïncidera donc pas avec celle que donne l'expérience. En effet, les instruments de mesure, galvanomètre et électromètre, sont impuissants à suivre les variations rapides des états de la décharge. Les caractéristiques expérimentales ne peuvent donc, dans leurs branches descendantes, indiquer la succession des états variables de la décharge, elles se limitent que la relation entre le courant moyen dans le tube à décharges et la différence de potentiel moyenne entre les bornes de ce tube à décharges. Par contre, sachant bien ces limites nécessaires, les caractéristiques expérimentales ont une grande utilité pratique, car la décharge est alors subdivisée représentant à chaque instant la relation différentiel existant entre courant et différence de potentiel.

7. — Parmi les déterminations de caractéristiques, que j'ai faites, j'extraie la série de mesures suivante :

Ces mesures ont été faites avec un appareil dont les électrodes étaient constituées par deux fils parallèles ⁽¹⁾ de tungstène, distants de 1,3 cm., le diamètre de ces fils étant de 0,6 mm. Les points de contact limitaient la longueur de ces fils affectée par la décharge ⁽²⁾. Les fils sont d'abord chauffés jusqu'à incandescence pendant quelques secondes, la tension à leur disposition est supprimée, qu'ils continuent à leur surface.

Les mesures sont relatives à des décharges dans l'hydrogène, aux pressions de 0,5 ; 2,8 ; 10 et 30 mm. Elles sont représentées sur la figure 14. La figure 14 donne les quatre caractéristiques correspondantes. On ne les a tracées en trait

⁽¹⁾ Appareil décrit chapitre 1er, § 5.

TABLEAU I

Pression 0,5 mm.	i	0	2,33	4,95	12,8	20,7	44,7	94	134	272									
	V	825	833	835	837	847	855	910	951	1.131									
Pression 2,8 mm.	i	0	4	44,5	60	64	77	88	94	127	119	152	174	223	307	59,3	718	928	
	V	480	423	413	411	413	416	420	410	375	375	378	380	386	409	441	468	500	
Pression 10 mm.	i	0	5,8	12,8	33,8	54,4	71	120	143	238	371	455	548	725	1.490	1.990			
	V	665	590	558	540	523	517	518	528	500	490	470	365	362	369	396			
Pression 20 mm.	i	0	96	105	290	346	527	765	806	1.138	1.270	1.470							
	V	890	780	760	720	646	637	622	620	378	376	376							

plein que suivant leurs branches ascendantes, afin de rappeler que seules ces branches sont bien définies.

La courbe A, correspondant à la pression de 0,5 mm., est ascendante sur tout son parcours.

Les courbes B, C et D, relatives à des pressions plus élevées, présentent des formes moins simples. Si l'on considère la courbe B, on voit que cette courbe a bien l'allure générale de la courbe (γ) de la figure 11, mais elle se compose de deux arcs de courbe $b_0b_1b_2$ et $b_2b_3b_4$ qui se raccordent au point b_2 . On constate, par simple inspection du tube à décharges, que les régimes de décharge ne sont pas les mêmes suivant $b_0b_1b_2$ et $b_2b_3b_4$: dans le premier cas, il n'y a entre la cathode et l'anode qu'une seule strie lumineuse, dans le deuxième cas deux stries. Ce changement brusque du régime de décharge est particulièrement facile à suivre avec des électrodes filiformes, comme celles qui ont servi à effectuer ces mesures.

La courbe D, relative à une pression de 2 cm., montre trois régimes de décharge différents ; les points d_1 et d_3 marquent les transitions entre ces trois régimes de décharge ; si l'on forçait le courant de décharge, on pourrait obtenir probablement d'autres régimes de décharge, jusqu'à ce qu'on atteignît le régime de l'arc électrique, qui se traduit d'ailleurs par la fusion des électrodes.

III. — Apparences de la décharge au voisinage du potentiel disruptif.

8. — *Expériences de Reiche.* — Reiche a tenté de déterminer les caractéristiques de courant, au voisinage *immédiat* du potentiel disruptif. Dans ces conditions (voir l'historique, § 16 et fig. 5) la courbe, qu'il a obtenue, se décompose en plusieurs portions :

La branche de courbe aA ne correspond à aucune décharge lumineuse visible dans le tube ; or, Reiche dépose sur l'une

des électrodes des traces de bromure de radium, dans le but de produire dans le gaz une ionisation permanente et de diminuer le retard à l'établissement de la décharge; aA correspond donc vraisemblablement au courant débité par les ions libérés dans le gaz sous l'influence du sel radioactif, courant auquel s'ajoute celui dû aux ions nouveaux, créés par les premiers ions dans leurs rencontres avec les molécules neutres du gaz.

Le point A de la courbe de Reiche est relatif à l'apparition de la *décharge disruptive* dans le tube en observation. Le potentiel V_0 du point A est donc, *par définition*, le *potentiel disruptif*, caractéristique de l'appareil dans les conditions de l'expérience.

La durée des décharges au point A est très courte et ces décharges sont très espacées; nous comprenons à présent que, pendant chacune de ces décharges, le système vient de passer par une succession d'états, formant un cycle analogue à ceux décrits précédemment. Pour chacun de ces cycles, le galvanomètre reçoit une légère impulsion, puis revient au zéro; l'intervalle de temps entre deux impulsions est déterminé, chaque fois, par la grandeur r du retard à l'établissement de la décharge.

Si l'on augmente, maintenant, la force électromotrice, appliquée au tube à décharges, de V_0 à $V_0 + \varepsilon$, ε étant un potentiel de quelques volts, l'intervalle de temps entre deux cycles de décharge décroît. Ceci est la conséquence de l'observation suivante :

Supposons qu'on établisse, entre les électrodes d'un tube à décharges, une différence de potentiel égale à $V_0 + \varepsilon$, V_0 étant le potentiel disruptif, et qu'on observe le retard r à l'établissement de la décharge dans le tube. On constate alors que r est très irrégulier, mais que, *en moyenne*, il décroît à mesure que croît ε . Dans l'expérience de Reiche, lorsqu'un cycle de recharge vient d'être parcouru, les électrodes se rechargent presque instantanément à la valeur

$V_0 + \varepsilon$ et il faut attendre un temps τ pour voir commencer le cycle suivant; il résulte, des considérations précédentes, que ce temps est d'autant plus faible que ε est plus élevé.

Quand ε est faible et τ grand, il est impossible de mesurer les courants de décharge; le galvanomètre reçoit des impulsions très irrégulières. La branche de courbe A X B de Reiche n'a donc *aucune signification*.

Le point B est tel, que les cycles de décharge commencent à se suivre d'assez près pour que les appareils de mesure puissent, en raison de leur inertie mécanique, indiquer des déviations constantes. Ce n'est donc qu'à partir du point B, que la caractéristique de Reiche commence à signifier quelque chose: elle représente la différence de potentiel moyenne entre les électrodes, en fonction du courant moyen, circulant dans le tube à décharges. Un téléphone, mis en série avec ce tube, manifeste, par le son qu'il émet, que la décharge est en fait, discontinue. Les caractéristiques expérimentales, que j'ai construites, n'ont été déterminées qu'à partir de courants suffisamment intenses pour obtenir des déviations constantes des appareils de mesure (point B). J'ai cependant déterminé le début de chaque caractéristique, en mesurant le potentiel disruptif, par la méthode qui va suivre.

9. — *Mesure des potentiels disruptifs.* — Nous pouvons maintenant comprendre les règles qu'on doit observer au cours de cette mesure. Supposons, d'abord, qu'on opère par potentiels croissants: on élève jusqu'à $V_0 + \varepsilon$ la force électromotrice appliquée au tube à décharges (V_0 est le potentiel disruptif, ε un potentiel supplémentaire de quelques volts). S'il n'y a, dans l'appareil, aucune source d'ionisation, il faut, par suite du retard, attendre souvent un temps assez long pour que la décharge s'établisse. Si l'on doit alors faire de nombreuses séries de mesures, ces mesures demanderont beaucoup de temps.

On peut diminuer notablement le retard, en ionisant le gaz

de l'appareil et, dans ce but, on peut déposer n'importe où dans l'appareil des traces de sels radioactifs. Si, en particulier, on dépose ces sels sur les électrodes, le retard est très diminué ; mais, nous verrons plus loin que ce procédé est défectueux, car le fait de déposer des impuretés sur les électrodes peut modifier beaucoup le potentiel disruptif.

L'ionisation du gaz par les rayons de Röntgen est efficace ; nous l'avons constaté en exposant l'appareil à décharges à un faisceau de tels rayons ; leur tube producteur était dans une cage de Faraday mise au sol, afin que ce tube n'eût pas d'action électrostatique sur l'appareil à décharges. Mais parfois, le retard persiste malgré tous les dispositifs d'ionisation, et ceci avec une *irrégularité déconcertante* ; on ne peut affirmer qu'on le fasse chaque fois disparaître, de sorte qu'il en résulte dans les mesures une incertitude pénible.

10. — Nous avons résolu ces difficultés en effectuant les mesures par potentiels décroissants :

Une résistance de 20 mégohms est intercalée dans le circuit de décharge ; cette résistance est suffisamment élevée pour que la condition de stabilité *apparente* soit toujours réalisée (droite D sécante à la caractéristique ; voir § 3).

On dépasse franchement V_0 , de manière à obtenir une décharge *en apparence* continue (point B de la courbe de Reiche). On réduit ensuite la force électromotrice appliquée au tube à décharges, sans couper le courant de décharge (ce dernier point est réalisé à l'aide d'un dispositif, facile à imaginer, qui utilise une résistance auxiliaire mobile). Au cours de cette réduction, les cycles de décharge s'espacent et, pour une force électromotrice appliquée, supérieure à V_0 d'une *quantité de l'ordre du volt*, le galvanomètre ne reçoit que des impulsions très faibles et très rares. On peut alors considérer que la force électromotrice appliquée (force électromotrice de la batterie d'accumulateurs) représente très sensiblement V_0 . C'en est une valeur approchée par excès, mais, comme le potentiel disruptif est toujours supérieur à

200 volts, dans les gaz considérés, on peut affirmer que la mesure, ainsi faite, ne comporte pas une erreur relative dépassant 1 o/o. Nous avons cependant vérifié que la valeur de V_0 , ainsi définie, ne diffère pas de celle que l'on trouve en opérant par potentiels croissants. D'ailleurs, c'est en apparence que nous opérons par potentiels croissants ; en réalité, la décharge décrit un des cycles figurés plus haut.

La méthode de mesure que nous venons d'indiquer est très rapide ; elle demande, en général, quelques secondes ; le courant débité par le tube pendant ce laps de temps est insignifiant, car le point B de la courbe de Reiche correspond à un courant moyen de décharge, toujours inférieur à un microampère.

11. — Si nous déterminons V_0 , à des pressions telles, que la caractéristique soit ascendante au voisinage de V_0 , toutes les difficultés disparaissent : la décharge est continue au voisinage de V_0 et la caractéristique déterminée en tous ses points. Dans ce cas particulier, V_0 est la limite vers laquelle tend la différence de potentiel entre les électrodes, lorsque le courant de décharge tend vers zéro. On peut, *dans ce cas*, utiliser une résistance extérieure de valeur quelconque, mais il vaut toujours mieux, par précaution, laisser R considérable : notre résistance électrolytique de 20 mégohms convenait à toutes les mesures de potentiel disruptif.

CHAPITRE III

Variations du potentiel disruptif avec la nature des électrodes.

1. — Nous avons vu combien les résultats, obtenus au cours d'une étude expérimentale de la décharge disruptive, étaient difficiles à interpréter d'une manière certaine, et combien il fallait se garder de faire un exposé dogmatique de questions dont l'expérimentation est si peu avancée.

Nous allons cependant décrire à présent quelques faits nouveaux, dont la netteté est grande et l'interprétation relativement aisée.

1. — Démonstration de l'influence de l'état des électrodes sur la valeur du potentiel disruptif.

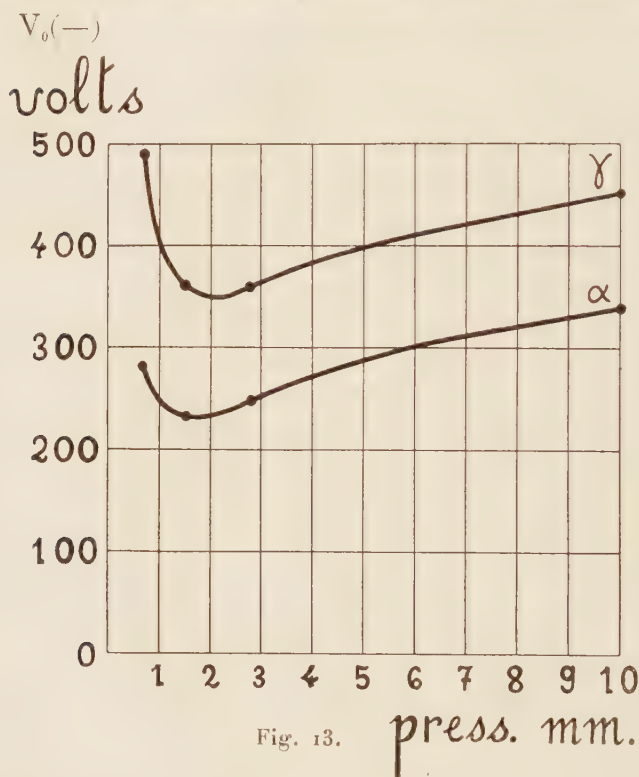
2. — *Première observation des variations du potentiel disruptif.* — Au début de ces recherches, j'ai porté mes efforts sur l'étude de la décharge entre un cylindre et un fil de même axe, car, j'avais trouvé qu'on obtenait avec ce système d'électrodes des potentiels disruptifs parfaitement bien définis.

J'ai alors essayé de construire les courbes $V_0(-) = f(p)$ et $V_0(+) = \varphi(p)$, donnant, en fonction de la pression, les potentiels disruptifs, lorsque le fil est respectivement cathode ou anode.

J'ai trouvé que, à moins de précautions spéciales, les séries de mesures, faites successivement avec le même appareil, coïncidaient très mal entre elles : si l'on considérait la courbe

$V_0(-) = f(p)$, on constatait que ses ordonnées allaient *systématiquement en croissant*, d'une série de mesures à la suivante. Il en était de même de la courbe $V_0(+) = \varphi(p)$, bien que l'amplitude des variations d'ordonnée fut alors moindre.

3. — *Cause des variations du potentiel disruptif.* — C'est le passage de la décharge disruptive qui modifiait l'ap-



pareil à décharges. En effet, si d'une part, au cours des mesures de V_0 , on évitait le plus possible que le tube à décharges débitât une quantité d'électricité appréciable, les courbes obtenues, correspondant aux différentes séries de mesures, se superposaient parfaitement. D'autre part, si l'on

faisait passer dans l'appareil des décharges intenses (d'intensité égale à quelques milliampères) et prolongées (quelques minutes), la position des courbes de potentiel disruptif variait considérablement. Ces courbes se plaçaient successivement les unes au-dessus des autres, mais tendaient rapidement vers une position limite très bien définie.

Entre de nombreuses expériences, j'ai pris, en exemple, celle qui suit :

Le cylindre employé est en laiton et son diamètre intérieur est de 1,95 cm. ; le fil est en cuivre et son diamètre est de 0,02 cm. ; la longueur totale du fil, affectée par la décharge, est sensiblement délimitée par les tubes de garde en verre ; elle est de 14 cm., le gaz employé est de l'hydrogène pur, préparé par diffusion à travers du platine incandescent ; la température de l'appareil est de 15° (¹).

Le tableau II donne les résultats des mesures. La colonne A

TABLEAU II

(Hydrogène ; cylindre en laiton ; fil de cuivre).

Pression mm.	A	B	C
0,70	282	483	491
1,5	234	353	362
2,8	247	352	359
10	336	—	450

(¹) Toutes les mesures de potentiel disruptif ont été faites à la température du laboratoire. Cette température a varié de 12° à 20° centigrades. Nous avons jugé inutile de reproduire chaque fois la température exacte à laquelle les mesures ont été faites : le potentiel disruptif varie trop peu avec la température, pour que nous ayons eu à nous préoccuper de cette variation.

donne $V_0(-)$ lorsque l'appareil à décharges est neuf. La colonne B donne ce même potentiel, après transformation de l'appareil par la décharge disruptive; pour effectuer cette transformation, on a introduit de l'hydrogène dans l'appareil, jusqu'à ce que la pression de ce gaz atteigne 0,4 mm., puis on a fait passer dans l'appareil, pendant 45 minutes, un courant de décharge dont l'intensité était de 4 milliampères. On voit que les valeurs de $V_0(-)$ de la série B sont *considérablement au-dessus* des précédentes valeurs.

Après la série de mesures B, on a fait, dans les mêmes conditions, circuler dans l'appareil, pendant 30 minutes, un courant de décharge dont l'intensité était de 1,9 milliampère. La colonne C donne les résultats, consécutivement à cette nouvelle opération. La modification du potentiel disruptif, de B à C, est insignifiante : B représentait déjà presque la limite de la transformation.

Les courbes α et γ de la figure 13 correspondent respectivement aux colonnes A et C; elles montrent que les variations de $V_0(-)$ sont d'une *amplitude* tout à fait *remarquable*.

4. — Avant d'aller plus loin, nous voyons déjà une conclusion à tirer de cette expérience : si l'on fait une série de mesures, destinée à donner les variations de V_0 avec la pression, il faut évidemment que les différentes mesures, qui constituent cette série, correspondent toutes à un même état du tube à décharges. Il faut donc que, au cours des mesures, le tube à décharges débite une quantité d'électricité aussi faible que possible. Il est vrai que notre méthode de mesure exige qu'il passe, à chaque observation, une certaine quantité d'électricité dans l'appareil; mais, cette quantité est toujours insignifiante, si l'on a soin de faire la mesure rapidement et de n'appliquer au tube qu'une force électromotrice à peine supérieure à V_0 .

5. — *La modification de l'appareil est limitée aux électrodes.* — La modification de l'appareil n'est pas due à une

altération du gaz : en effet, les mesures sont faites, en introduisant chaque fois dans l'appareil du gaz nouvellement préparé ; si l'on n'observe pas cette précaution, on superpose, aux variations de V_0 que nous étudions, des variations dues à l'altération du gaz par les impuretés qui se dégagent des électrodes sous l'influence de la décharge électrique.

Or, si l'on change le gaz de l'appareil, après le passage d'une décharge électrique prolongée dans cet appareil, on trouve ensuite pour V_0 une valeur *très supérieure* à la valeur de ce potentiel avant le passage de la décharge et, comme la comparaison entre ces deux valeurs de V_0 est relative à deux mesures faites avec le gaz *nouvellement préparé*, la modification que nous étudions ne doit pas être attribuée à une altération du gaz de l'appareil ⁽¹⁾.

D'ailleurs, les impuretés dégagées par les électrodes disparaissent à la longue ; avec un appareil usagé, il n'est pas nécessaire de changer le gaz de l'appareil après le passage de la décharge ; cependant, nous avons préféré observer toujours cette précaution.

6. — Lorsqu'on chauffe un métal dans le vide, ou lorsqu'on fait passer une décharge électrique dans un appareil, en utilisant ce métal comme cathode, le métal se pulvérise et recouvre de couches très minces l'autre électrode et les pièces de verre, qui limitent le passage de la décharge. Le recouvrement des parties métalliques de l'appareil ne modifie pas le champ électrique à l'intérieur de cet appareil ; mais on peut se demander si la métallisation des pièces de verre de l'appareil n'est pas en partie la cause des variations du potentiel disruptif, produites par le passage de la décharge électrique.

⁽¹⁾ Récemment, des expérimentateurs ont trouvé que l'hydrogène, venant d'être traversé par une décharge électrique, avait acquis des propriétés chimiques particulières. Mais, cette modification est très passagère et ne peut affecter nos mesures (WENDT et LANDAUER, *American chemical Journal*, 1920, p. 930).

Nos expériences ont prouvé qu'il n'en est rien : on peut construire un appareil à deux électrodes cylindriques, en utilisant des tubes de garde en verre déjà métallisé au cours d'expériences antérieures ; on ne constate aucune différence entre cet appareil et les appareils de mêmes dimensions, construits avec des tubes de garde non métallisés.

7. — La modification, qui nous intéresse, doit être considérée comme une modification des électrodes. Je l'ai prouvé par l'expérience suivante :

Cette expérience a été faite dans l'hydrogène et avec le même appareil que pour l'expérience précédente (cylindre de laiton, fil de cuivre). La ligne α du tableau III donne les

TABLEAU III

(Hydrogène ; cyl. en laiton ; fils de cuivre).

Pression en mm.	0,7	1,5	2,8	10
α $\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	282	234	247	336
	350	350	380	500
β $\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	491	362	359	450
	425	370	385	498
γ $\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	285	230	241	335
	420	370	386	—

potentiels $V_0(-)$ et $V_0(+)$, correspondant à un appareil neuf.

La ligne β donne ces mêmes potentiels, après transformation de l'appareil par une décharge électrique prolongée.

Les potentiels de la ligne β étant obtenus, on fait rentrer dans l'appareil de l'air parfaitement sec et débarrassé de toute poussière. On remplace ensuite le fil de cuivre par un fil identique, mais neuf. Dans ces conditions, après avoir fait le vide dans l'appareil pendant une douzaine d'heures, les mesures de potentiel disruptif conduisent aux résultats qui figurent sur la ligne γ . Ces résultats montrent que le potentiel $V_0(-)$ est revenu sensiblement à sa valeur initiale, tandis que le potentiel $V_0(+)$ n'a pas varié depuis la précédente mesure.

8. — L'expérience, que nous venons de faire, nous permet d'arriver aux conclusions suivantes :

1° La modification du potentiel disruptif est bien liée à l'état des électrodes, puisque nous avons pu la faire apparaître en changeant l'une de ces électrodes ;

2° La modification ne se produit que si l'électrode remplacée est prise comme *cathode* : par exemple, dans l'expérience précédente, c'est le fil qui a été remplacé ; corrélativement $V_0(-)$ s'est modifié, tandis que $V_0(+)$ est resté identique à lui-même, aux erreurs d'expérience près.

Une autre manière d'énoncer ce fait consiste à dire que le potentiel disruptif ne dépend que de l'état de la *cathode* ; l'état de l'*anode* est *sans influence*.

Pour comparer diverses électrodes, constituées par exemple par des fils de même diamètre, on les placera successivement dans l'axe d'un même cylindre ; la mesure des potentiels $V_0(-)$, correspondant aux fils pris comme cathodes, nous renseignera sur l'état de ces *fils* ; la mesure des potentiels $V_0(+)$ nous renseignera sur l'état du *cylindre*.

Nous conviendrons de dire, *pour abréger le langage*, qu'une électrode neuve est dans l'état A, sans nous inquiéter pour l'instant, si cet état est réellement défini.

D'autre part, nous avons vu que le potentiel disruptif

tendait vers une limite, lorsqu'une décharge intense et prolongée avait circulé dans l'appareil. Nous appellerons état B ce nouvel état acquis par les électrodes ; enfin, nous désignerons par état AB un état intermédiaire entre les états A et B.

9. — Il est intéressant de comparer différents métaux dans les deux états extrêmes A et B. De ce point de vue, j'ai comparé le cuivre, le tungstène et le platine, ces trois métaux étant employés en fils de 0,2 mm. de diamètre ; je les ai successivement placés dans l'axe d'un cylindre de laiton, qui se trouvait déjà d'ailleurs dans l'état B (le diamètre intérieur du cylindre est de 1,95 cm. ; c'est ce diamètre que j'ai systématiquement employé dans la suite).

La comparaison des différents métaux ne s'est pas faite à une seule pression, mais, pour chaque système d'électrodes, je me suis astreint à mesurer les potentiels disruptifs sur une longue échelle de pressions, règle que j'ai dans la suite toujours observée.

Sur le tableau IV figurent les valeurs de $V_0(-)$, mesuré dans l'hydrogène, pour chaque métal, pris successivement dans l'état A et dans l'état B. On voit que les différentes valeurs du potentiel disruptif, concernant l'état B, concordent d'une façon tout à fait satisfaisante entre elles, eu égard aux erreurs d'expérience, qui sont forcément assez élevées : les différents fils employés sont assez bien centrés sur l'axe du cylindre, mais on ne peut, avec un appareil en verre, obtenir des électrodes aussi bien centrées que le seraient celles d'un appareil métallique travaillé sur le tour.

Ainsi, le potentiel disruptif, correspondant à une *cathode* dans l'état B, est *indépendant* de la *nature* du métal constituant cette *cathode*.

Une conclusion semblable paraît, à première vue, se dégager aussi des mesures de potentiel relatives à l'état A des cathodes ; mais, dans ce cas, les valeurs obtenues pour les différents métaux sont souvent assez éloignées les unes des

autres : dans l'exemple cité, les valeurs données pour le cuivre et le platine dans l'état A concordent assez bien entre elles, tandis que les valeurs relatives au tungstène dans le même état, s'écartent notablement des précédentes. Nous verrons d'ailleurs qu'il y a une infinité d'états A possibles pour un métal donné.

L'état B au contraire est parfaitement défini.

TABLEAU IV

(Hydrogène).

Pression mm.	Tungstène		Cuivre		Platine	
	A	B	A	B	A	B
0.7	304	480	280	489	240	481
1.5	251	353	230	362	224	359
2.8	267	346	245	359	243	353
10	—	427	335	440	331	442
20	—	526	427	—	427	536

Disons tout de suite que l'état B correspond à des électrodes propres, tandis que les états A sont relatifs à des électrodes souillées de produits très divers, notamment de sels alcalins.

10. — Modification des électrodes par le chauffage de ces électrodes. — Le passage de l'état A à l'état B peut se faire par un procédé moins complexe que celui de la

décharge disruptive et, en même temps, beaucoup plus aisé. Ce procédé consiste à porter les électrodes à une température élevée. Dans le cas d'un fil de tungstène, et c'est ce métal que nous avons étudié le plus longuement, cette opération est facile; on peut porter le fil à une température tellement élevée que le cylindre, dans l'axe duquel il se trouve, atteint lui-même une haute température, grâce au rayonnement du fil. Si, après cette opération, qu'on prolonge quelques minutes, on laisse refroidir l'appareil, et si l'on fait ensuite une série de mesures de potentiel disruptif, on constate qu'on obtient les *mêmes potentiels* que pour l'état B des électrodes.

Le tableau V se rapporte à l'expérience suivante : dans un

TABLEAU V

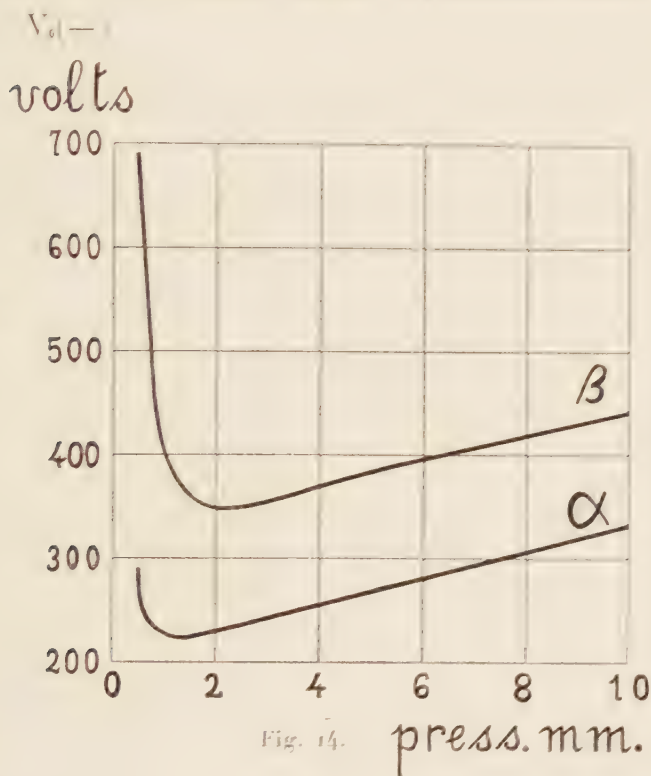
(Hydrogène ; cyl. de laiton ; fils de Tungstène).

Pression mm.	0,7	1,5	2,8	10	20	
α {	$V_0(-)$	495	359	350	428	525
	$V_0(+)$	428	370	383	512	—
ξ {	$V_0(-)$	510	358	340	425	526
	$V_0(+)$	429	370	386	500	—

cylindre de laiton, déjà utilisé, et se trouvant dans l'état B, on compare un fil de tungstène, modifié à fond par la décharge, à un autre fil de même métal, modifié par chauffage prolongé au blanc. La ligne α de ce tableau donne les potentiels $V_0(-)$ et $V_0(+)$ correspondant au 1^{er} mode de transformation. La ligne ξ donne les mêmes potentiels pour

le 2^e mode de transformation. Les valeurs de $V_0(-)$ et de $V_0(+)$ coïncident respectivement entre elles pour les deux modes de transformation, aux erreurs d'expérience près.

11. — Il est tout à fait naturel de supposer que les deux modes de transformation amènent les électrodes dans le



même état B. On doit alors trouver qu'à l'état B, obtenu par chauffage prolongé des électrodes, correspond des potentiels disruptifs indépendants aussi de la nature du métal constituant ces électrodes. Pour vérifier cette proposition, j'ai tendu successivement, dans l'axe d'un même cylindre de laiton, des fils de tungstène, de molybdène, de platine et de

palladium ; chaque fois le fil est chauffé assez longtemps pour que le potentiel disruptif $V_0(-)$ atteigne sa valeur limite. Dans le tableau VI, j'ai consigné les résultats obtenus.

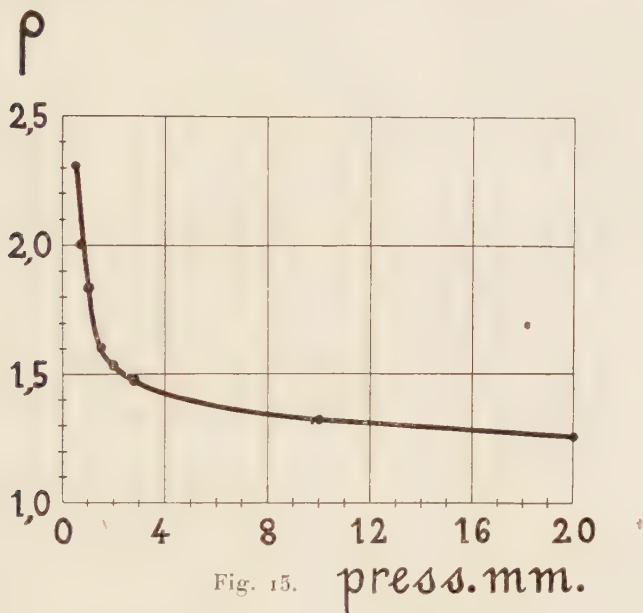
TABLEAU VI
(Hydrogène).

Pression mm.	Tungstène		Molybdène		Platine		Palladium	
	A	B	A	B	A	B	A	B
0,5	385	690	—	665	290	670	426	680
0,7	290	515	276	500	238	481	324	512
1,0	248	408	—	402	230	400	279	398
1,5	238	360	225	361	224	361	262	356
2,0	243	349	—	353	227	349	265	346
2,8	256	351	240	355	240	354	274	352
10	352	445	325	435	332	442	—	—
20	428	545	432	532	427	537	—	—

nus en mesurant $V_0(-)$ pour les quatre métaux ci-dessus énumérés, les mesures étant faites dans l'hydrogène.

On voit encore que les valeurs de $V_0(-)$, pour l'état B des métaux modifiés par le chauffage, concordent entre elles

d'une façon tout à fait satisfaisante, tandis que celles, concernant l'état A de ces métaux, sont assez divergentes les unes des autres.



La figure 14 montre l'énormité des variations du potentiel disruptif; les deux courbes α et β de cette figure correspondent au fil de platine, respectivement dans les états A et B.

12. — Calculons, pour chaque pression, le rapport $\rho = \frac{V_B(-)}{V_A(-)}$ des potentiels disruptifs, considérés respectivement dans les deux états de la cathode. Si nous prenons encore l'exemple du platine, nous trouvons pour ρ les valeurs qui figurent sur le tableau VII.

La courbe de la figure 15 est déduite des valeurs inscrites sur ce tableau; ρ décroît d'abord très rapidement aux basses pressions, puis plus lentement. Il en résulte que les variations du potentiel disruptif sont encore faciles à observer à des

TABLEAU VII

(Hydrogène ; fil de platine).

Pression mm.	0,5	0,7	1,0	1,5	2,0	2,8	10	20
Rapport ρ	2,31	2,02	1,74	1,61	1,54	1,48	1,33	1,26

pressions relativement élevées. Ainsi, les potentiels disruptifs, inscrits sur le tableau VIII, sont relatifs à des pressions de quelques centimètres et à un fil de tungstène pris successivement dans les deux états comme cathode.

Ce tableau nous montre que le rapport ρ s'élève encore à 1,14 pour une pression de 80 mm.

TABLEAU VIII

(Hydrogène ; fil de tungstène).

Pression mm.	10	20	30	50	80
Etat A	352	428	500	690	858
Etat B	445	545	644	812	980

Nous n'avons pas effectué de mesure de $V_0(—)$ à des pressions inférieures à 0,5 mm. En effet, en dessous de cette pression, la décharge disruptive a tendance à contourner les obstacles, qui avaient réussi jusqu'alors à lui faire suivre un chemin bien défini : on constate ce fait que les mesures, relatives à un métal déterminé, donnent des résultats irréguliers ; à *fortiori* ne pourra-t-on comparer les mesures relatives à des métaux différents.

13. — *Stabilité de la modification des électrodes.* —

L'état B est *stable* : lorsqu'on a modifié à fond les électrodes d'un appareil par la décharge disruptive et que les potentiels disruptifs ont atteint leurs valeurs limites, ces valeurs restent identiques à elles-mêmes indéfiniment.

Ainsi, lorsqu'on a chauffé les électrodes pendant un temps suffisant et qu'on abandonne ensuite le système à lui-même, les mesures de potentiel disruptif conduisent toujours aux mêmes valeurs : peu importe que l'on fasse ces mesures immédiatement ou longtemps après avoir chauffé les électrodes. Ce fait fondamental a été constaté dans de nombreuses expériences. Nous prenons en exemple l'une d'entre elles, qui fut effectuée dans l'hydrogène avec un fil de tungstène de 0,2 mm. de diamètre et un cylindre de laiton de 1,95 cm. de diamètre.

On a chauffé le fil au blanc pendant 15 minutes, puis laissé refroidir l'appareil. Après quoi on a immédiatement commencé la série des mesures de V_0 , dont les résultats figurent sur la ligne α du tableau IX.

TABLEAU IX

(Hydrogène ; cyl. en laiton ; fil de tungstène).

Pression mm.	0,5	0,7	1,0	1,5	2,8
α $\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	686	484	398	338	338
	522	456	403	379	381
β $\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	715	472	396	342	341
	524	450	403	380	380

La ligne β du même tableau donne V_0 , 20 heures après la fin de la série de mesures potentiométriques. On voit qu'il n'y a pas de divergence appréciable entre les deux séries de mesure.

(II) — Identification des variations de l'état des électrodes.

14. — Il faut maintenant nous rendre compte en quoi consiste la modification des électrodes lors du passage d'un état à l'autre. On ne peut admettre que cette modification soit une alteration moléculaire du métal des électrodes, car on ne comprendrait pas comment les différents métaux étudiés conduisent tous au même potentiel disruptif, lorsque, après la modification, on étudie ce potentiel en les prenant successivement pour cathodes.

Nous allons supposer que la modification n'est pas autre chose que la disparition de certaines substances, qui se trouvent à l'état de traces, soit à la surface, soit dans la masse même du métal. Les faits que nous allons examiner confirmeront cette hypothèse.

Si l'on prend en considération les substances qu'on rencontre toujours à l'état de traces à la surface d'un métal, on est amené à les classer en deux catégories :

1^{re} des substances solides, généralement des sels métalliques, qu'il est aisé de déceler en chauffant le métal dans la flamme d'un Bunsen : ces sels colorent alors la flamme en général ;

2^{de} des substances gazeuses, qui se trouvent occluses dans la masse même du métal et qu'on met en évidence très facilement en chauffant le métal dans le vide : il se produit alors un engorgement abondant de gaz divers, parmi lesquels se trouve en particulier une grande quantité d'oxyde de carbone.

Nous allons examiner l'action sur le potentiel disruptif de ces deux catégories d'impuretés, lorsqu'elles se trouvent à la surface ou dans la masse même des électrodes employées à la mesure de potentiel disruptif.

1° ACTION DES SELS MÉTALLIQUES

15. — *Recouvrement d'une électrode par un sel métallique et par simple immersion dans une solution de ce sel.*

— L'action d'un sel métallique s'éprouve de la façon suivante : on commence par amener les deux électrodes de l'appareil à décharges dans l'état B. On fait alors rentrer dans l'appareil de l'air parfaitement sec et débarrassé de poussières ; puis, on enlève le fil de l'appareil et on le recouvre d'une légère trace du sel métallique à étudier, en mouillant le fil avec une solution de ce sel ; on laisse sécher le fil et on le réintroduit dans l'appareil. L'ensemble de ces opérations est assez délicat, car les fils métalliques, et ceux de tungstène tout particulièrement, deviennent cassants lorsqu'on les chauffe à haute température.

Le fil étant mis en place, on évacue l'air de l'appareil et on fait les mesures de V_0 comme de coutume. On constate alors que les potentiels disruptifs n'ont pas varié depuis la mesure précédente si le fil est pris pour anode. Si au contraire on prend le fil pour *cathode*, on trouve des potentiels du même ordre que ceux que l'on mesurerait si le fil était *neuf*.

Nous pourrions dire :

1° qu'un sel métallique est en général capable de ramener une électrode à l'état A ;

2° que la modification est unilatérale ; elle n'intéresse le potentiel disruptif que si l'électrode, sur laquelle le sel a été déposée, est prise comme *cathode* pendant la mesure du potentiel disruptif.

16. — Le tableau X reproduit les résultats d'une longue série de mesures, effectuée avec un fil de molybdène diam. 0,2 mm., et un cylindre de laiton (diam. int. 1,95 cm.).

Les mesures des potentiels disruptifs V_0 sont faites dans l'hydrogène. On a d'abord indiqué ligne 2) les potentiels V_0 correspondant au fil neuf et à un cylindre déjà usagé, et qu'une expérience précédente avait amené dans un état ab-

TABLEAU X

(Hydrogène ; cyl. de laiton ; fil de molybdène).

Pression mm.		0,5	0,7	1	1,5	2,0	2,8	10
α	$V_0(-)$	368	278	240	222	223	230	324
	$V_0(+)$	372	362	356	357	363	378	495
β	$V_0(-)$	500	390	316	275	270	281	364
	$V_0(+)$	456	418	388	369	368	383	481
γ	$V_0(-)$	660	472	356	313	306	308	—
	$V_0(+)$	485	434	398	371	369	387	—
δ	$V_0(-)$	690	505	—	340	—	330	—
	$V_0(+)$	485	438	—	377	—	386	—
ε	$V_0(-)$	680	525	—	350	—	345	424
	$V_0(+)$	480	438	—	375	—	383	487
ζ	$V_0(-)$	683	489	—	340	—	—	—
	$V_0(+)$	483	432	—	372	—	—	—
η	$V_0(-)$	—	503	—	345	—	—	—
	$V_0(+)$	—	433	—	371	—	—	—
θ	$V_0(-)$	690	520	402	345	340	347	422
	$V_0(+)$	484	433	—	372	—	380	483
ι	$V_0(-)$	—	509	—	343	—	—	—
	$V_0(+)$	—	432	—	370	—	—	—
κ	$V_0(-)$	687	500	400	—	—	346	—
	$V_0(+)$	486	427	398	—	—	380	—
λ	$V_0(-)$	388	296	—	232	—	245	325
	$V_0(+)$	490	440	—	372	—	380	482
μ	$V_0(-)$	680	502	401	344	—	—	425
	$V_0(+)$	388	366	360	362	—	377	482
ν	$V_0(-)$	689	512	401	344	—	343	427
	$V_0(+)$	487	427	400	371	—	384	484

Les potentiels, figurant sur cette ligne κ , sont mesurés après avoir laissé une douzaine d'heures l'appareil dans le vide, et

avoir ensuite pompé les traces de gaz dégagées pendant ce temps.

Puis, on a chauffé le fil au rouge sombre pendant 2 minutes, dans le vide de la pompe de Gaede et en l'absence de vapeur de mercure, grâce à l'interposition de la trappe à air liquide. Cette dernière précaution a toujours été observée.

L'appareil étant refroidi, la mesure de V_0 conduit aux résultats indiqués sur la ligne β du tableau X; le fil est alors dans un état AB, car les potentiels $V_0(-)$ sont compris entre les deux valeurs extrêmes; de même, le potentiel $V_0(+)$ est plus élevé, toutes choses égales d'ailleurs, que dans la série de mesures précédente.

On chauffe ensuite le fil au blanc pendant 3 minutes dans le vide; après refroidissement de l'appareil, on trouve les potentiels figurant sur la ligne γ ; ces potentiels montrent que l'état B est déjà presque atteint par les deux électrodes.

On continue le chauffage du fil, en interrompant de temps à autre ce chauffage pour faire une série de mesures de V_0 . Ainsi, la série γ étant terminée, on chauffe le fil pendant 6 minutes (résultats, obtenus postérieurement, indiqués sur la ligne δ); puis de nouveau pendant 6 minutes (résultats en ϵ); puis 11 minutes (résultats en κ); puis 18 minutes (résultats en λ); puis 7 minutes (résultats en μ); puis 10 minutes (résultats en ν) et, enfin, de nouveau pendant 10 minutes (résultats en π).

Ces mesures nous montrent que l'état B constitue pour le potentiel disruptif une limite *parfaitement définie*: après les trois premiers chauffages du métal, la limite est très sensiblement atteinte.

17. — Après la série de mesure π , on a entrepris de montrer l'action, sur le potentiel $V_0(-)$, de traces de *chlorure de potassium* déposées sur le fil. On a fait rentrer dans l'appareil de l'air sec et privé de poussières; puis, on a recouvert le fil d'une solution de chlorure de potassium; on

a laissé sécher cette solution, puis remis le fil dans l'appareil. Après avoir fait le vide dans l'appareil pendant une heure, puis introduit de l'hydrogène, on a obtenu la série de mesures γ du tableau X. L'influence du sel alcalin se dégage très nettement de cette série de mesures : d'une part, les potentiels $V_0(+)$ n'ont pas été altérés par le recouvrement du fil ; d'autre part, les potentiels $V_0(-)$ sont *considérablement plus bas* que les potentiels obtenus dans les séries de mesures précédentes ; ils sont sensiblement et respectivement du même ordre que les potentiels $V_0(-)$ figurant sur la ligne α .

Le chlorure alcalin employé manifeste donc une grande influence sur le potentiel disruptif, lorsque l'électrode sur laquelle on l'a déposée est prise comme *cathode* durant la mesure de potentiel disruptif ; il n'en manifeste aucune si durant cette mesure l'électrode modifiée est prise comme *anode*.

18. — Recouvrement d'une électrode par un sel métallique et par distillation de ce sel sur cette électrode. — La manière, précédemment employé pour déposer un sel métallique sur une électrode, soulève des objections : le sel se dessèche en formant à la surface du métal des couches irrégulières ; en outre, pour recouvrir le fil de sel, il a fallu faire rentrer dans l'appareil de l'air jusqu'à ce qu'on ait atteint la pression atmosphérique ; on peut alors se demander si cette rentrée d'air ne joue pas un rôle important dans l'abaissement du potentiel $V_0(-)$.

Je me suis attaché à éviter ces objections, en opérant de la façon suivante :

Dans une première expérience, analogue à celle que l'on vient de décrire, on recouvre le fil de l'appareil à décharges par le sel métallique à étudier et l'on mesure les potentiels $V_0(-)$ et $V_0(+)$ à diverses pressions d'hydrogène.

Ensuite, on porte au rouge le fil métallique, en chauffant ce fil électriquement ; le sel métallique distille alors et se

condense sur la surface du cylindre resté froid. Si le sel métallique agit ainsi que nous le pensons, le potentiel $V_0(+)$ devra être alors abaissé par la présence du sel sur le cylindre.

C'est précisément ce que l'expérience montre avec une grande netteté, tout au moins pour les sels que nous avons étudiés.

En exemple de cette expérience fondamentale, nous prenons l'expérience suivante, qui est le prolongement de l'expérience du paragraphe précédent. Dans cette expérience, on a recouvert le fil de l'appareil par du *chlorure de potassium* et obtenu la série de mesures de V_0 , portée sur la ligne ρ du tableau X.

On a fait alors le vide dans l'appareil; puis, l'on a chauffé le fil au rouge sombre pendant une minute, la pompe à vide étant en action. Le chlorure de potassium est suffisamment volatil, pour qu'il disparaisse alors rapidement de la surface du fil. Si le cylindre n'a pas eu le temps de s'échauffer par le rayonnement du fil, une grande partie du sel alcalin vient se condenser sur lui, y former une couche uniforme et extrêmement mince. On doit donc trouver, après cette opération, que le potentiel $V_0(+)$ s'est abaissé; c'est précisément ce que montre la ligne σ du tableau X; en outre, les potentiels $V_0(-)$ sont de nouveau égaux à ceux qui correspondent à l'état B du métal; ce n'est pas surprenant, puisque le sel métallique est disparu de la surface du fil.

Enfin, après cette expérience de distillation, on a chauffé au blanc le fil pendant 9 minutes; au cours de cette opération, le cylindre s'échauffe, sous l'influence du rayonnement du fil; le sel métallique en disparaît et va se condenser sur les parties froides de l'appareil. La ligne τ du tableau X donne les potentiels disruptifs, obtenus après cette opération: l'état B est de nouveau atteint par les deux électrodes.

19. — Autres expériences à l'appui des précédentes. — Nous donnons encore ci-dessous les résultats d'une série de

mesures, identiques aux précédentes, mais effectuées en utilisant un fil de tungstène (diamètre 0,2 mm.). Cette série de mesures est d'ailleurs le prolongement de la série de mesures précédente; elle est donc effectuée avec le même cylindre de laiton; ce cylindre est initialement dans l'état B.

La ligne α du tableau XI donne les potentiels disruptifs, observés dans l'hydrogène avec le fil de tungstène neuf.

La série de mesures β a été obtenue après avoir chauffé le fil au blanc éblouissant pendant 8 minutes, la série γ après 18 minutes de chauffage supplémentaire du fil. L'état B est alors atteint par les deux électrodes.

On fait ensuite rentrer de l'air pur et sec dans l'appareil; on enlève le fil et on le recouvre d'une solution de *chlorure de sodium*, qu'on laisse sécher. On repose alors le fil dans l'appareil, et, après avoir fait le vide pendant une heure dans l'appareil, on a la série de mesures δ : le potentiel $V_0(-)$ est de nouveau très bas, tandis que le potentiel $V_0(+)$ est resté identique à lui-même.

Ensuite, la pompe à vide étant actionnée, on chauffe le fil au rouge très sombre pendant 10 minutes. Durant ce chauffage le cylindre ne s'échauffe pas sensiblement et la plus grande partie du sel se condense à sa surface. La série ϵ montre les valeurs du potentiel disruptif après cette distillation du sel marin sur le cylindre: non seulement le cylindre a atteint un état A, mais le potentiel disruptif, qu'on peut mesurer en le prenant pour cathode, est *beaucoup plus bas* que le potentiel disruptif qu'on a pu observer avec un cylindre *neuf*. Pour le montrer plus clairement, j'ai écrit, sur la ligne α du tableau XI, les potentiels $V_0(+)$ que j'ai mesurés en utilisant un cylindre, identique au précédent, mais neuf. Sur la ligne ϵ , on voit en outre que la disparition du sel marin de la surface du fil a fait, ici encore, remonter le potentiel $V_0(-)$ à sa valeur de l'état B du métal.

Sur le tableau XI, on remarque que nous avons poussé les mesures de $V_0(+)$ à des pressions inférieures à 0,5 mm.; en

TABLEAU XI (*Hydrogène ; cyl. en laiton ; fil de tungstène*).

Pression mm. (r)		0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0	1,5	2,0	2,8	10	20
α	$V_0(-)$	—	—	—	354	282	250	230	232	246	333	426
	$V_0(+)$	785	635	555	500	444	400	374	370	386	493	609
β	$V_0(-)$	—	—	—	680	506	—	340	—	337	416	—
	$V_0(+)$	—	—	—	502	434	—	373	—	387	492	—
γ	$V_0(-)$	—	—	—	695	517	—	356	—	340	427	526
	$V_0(+)$	—	637	550	490	430	—	374	—	385	488	602
δ	$V_0(-)$	—	—	460	332	260	231	217	218	234	325	—
	$V_0(+)$	780	633	550	500	437	398	374	373	381	492	—
ε	$V_0(-)$	—	—	—	—	505	—	350	—	342	425	—
	$V_0(+)$	302	290	283	281	290	304	325	—	358	475	—
z	$V_0(+)$	405	373	358	354	350	348	351	—	380	500	—

effet, les mesures des potentiels $V_0(+)$ peuvent se conduire à

ρ et ρ'

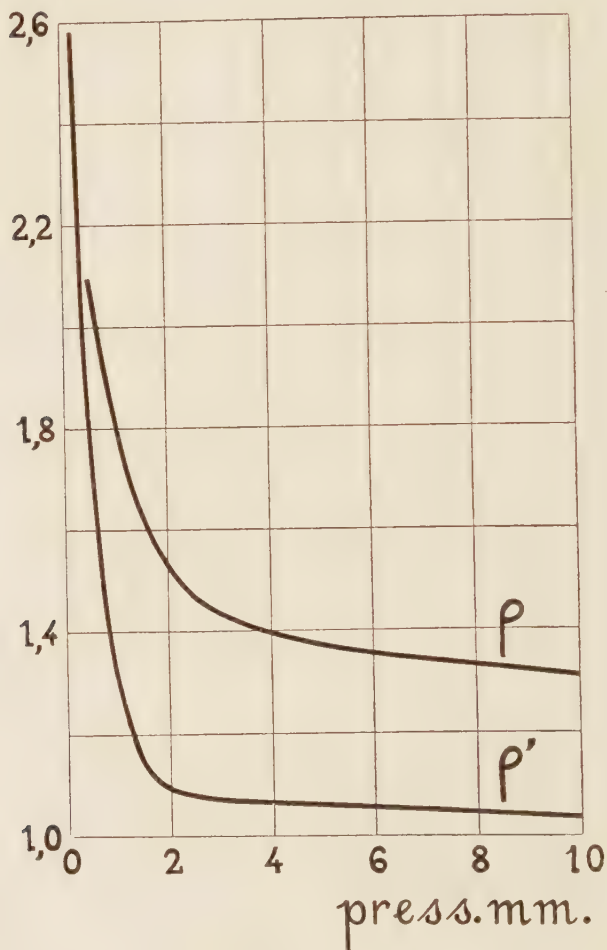


Fig. 16.

des pressions très basses, sans cesser de donner des résultats

nets; nous avons signalé qu'il n'en était pas de même des mesures de $V_0(-)$.

L'expérience de distillation a donné ici un résultat plus marqué encore que la précédente; il ne faudrait pas en conclure que le *chlorure de sodium* est plus efficace que le *chlorure de potassium*, du point de vue que nous étudions. En effet, dans l'expérience de distillation du *chlorure de potassium*, le fil supportant ce sel avait été chauffé à une température plus élevée que dans la dernière expérience; le cylindre s'était échauffé sensiblement et n'avait pas dû retenir une grande partie du sel alcalin.

20. — Sur le tableau XII, on a montré les variations du rapport ρ' des potentiels $V_0(+)$, considérés respectivement avant et après la distillation du sel marin sur le cylindre et

TABLEAU XII

(*Hydrogène; sel marin distillé sur cylindre en laiton*).

Pression mm.	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0	1,5	2,8	10
Rapport ρ'	2,58	2,18	1,94	1,77	1,51	1,31	1,15	1,07	1,036

on a représenté sur la figure 16 les variations de ρ' en fonction de la pression; sur cette même figure, on a également représenté les variations du rapport ρ des potentiels $V_0(-)$, considérés respectivement avant et après le recouvrement du fil par le sel marin. ρ' est toujours, à une pression donnée, inférieur à ρ et tend beaucoup plus vite que ρ vers l'unité.

21. — Je me suis efforcé d'ajouter aux expériences précédentes un grand nombre d'expériences du même genre. L'expérience de distillation a été renouvelée plusieurs fois, en

employant surtout les *chlorures de sodium et de potassium* : j'ai aussi déposé sur le fil soit de la *potasse*, soit du *chlorure de baryum*. Le tableau XIII donne les résultats d'une série de mesures effectuée en employant le *chlorure de baryum* et un appareil du même type que les précédents (fil de tungstène, diam. 0,2 mm.; cylindre de laiton, diam. 1,95 cm.). Sur la ligne α du tableau, on a représenté les valeurs de V_0 , obtenues après avoir chauffé longtemps le fil dans le vide. Sur la ligne β , on a donné ces mêmes potentiels, observés après recouvrement du fil par des traces de chlorure de baryum.

TABLEAU XIII

(*Hydrogène; cyl. en laiton; fil de tungstène*).

Pression mm.		0,4	1,0	2,8
α	$V_0(-)$	1 150	468	340
	$V_0(+)$	575	408	305
β	$V_0(-)$	573	297	277
	$V_0(+)$	560	405	305

Ces résultats montrent l'influence du sel métallique de la même façon que les résultats précédents.

J'ai essayé également l'action des *sels radioactifs* : j'ai étendu sur une électrode, primitivement dans l'état B, des traces de bromure de radium et j'ai trouvé que, à la suite de cette opération, l'électrode était revenue à un état A; mais, j'ai constaté que le sel radioactif était mélangé à une grande

quantité de sels de baryum, dont la présence suffisait, à elle seule, pour produire l'effet observé. C'est pourquoi, il n'est pas recommandé d'étendre sur une électrode des sels radioactifs : on diminue bien ainsi le retard à l'établissement de la décharge, mais les impuretés déposées sur l'électrode peuvent fausser complètement les mesures de potentiel disruptif.

22. — Au lieu de distiller un sel métallique sur une électrode, en chauffant en son voisinage une autre électrode, déjà recouverte de sel, on peut simplement chauffer l'enveloppe de verre de l'appareil : le verre contient toujours des sels alcalins, relativement volatils, qui viennent se condenser sur les électrodes. Ainsi, au cours d'une expérience, on a enlevé le fil de l'appareil à décharges et on l'a chauffé au blanc dans le vide, à l'intérieur d'un tube de verre ; ce tube s'est alors trouvé porté à une température élevée par le rayonnement du fil et a émis des vapeurs salines ; lorsque le courant de chauffage du fil a été coupé, c'est le tube de verre qui est resté le plus chaud ; des traces de vapeurs salines ont alors distillé du tube vers le fil ; effectivement, après avoir installé de nouveau le fil dans l'appareil à décharges, on a constaté qu'il avait de nouveau atteint un état A.

De même, avec l'appareil à décharges habituel, le cylindre métallique et l'enveloppe de verre s'échauffent, lorsque le fil est lui-même chauffé. Lorsque le courant de chauffage du fil est coupé, le cylindre et l'enveloppe de verre constituent les parties les plus chaudes de l'appareil ; des traces de vapeurs salines distillent alors de l'enveloppe de verre sur le fil ; ces traces produisent un abaissement très notable de $V_0(-)$, surtout si le chauffage de l'enveloppe de verre a lieu pour la première fois. Ce fait m'a longtemps empêché d'obtenir un état du fil qui soit bien défini. Dans la suite, j'ai facilement remédié à cet inconvénient de la façon suivante : après le chauffage du fil, on laisse tout l'appareil se refroidir, puis, on chauffe une *seconde environ* le fil au blanc ; les autres

parties du tube à décharges n'ont alors pas le temps de s'échauffer notablement et, d'autre part, les traces d'impuretés qui, au cours du refroidissement antérieur, étaient venues salir le fil, disparaissent. Elles viennent se condenser sur le cylindre, mais sont alors en quantité beaucoup trop faible pour que, une fois répartie sur une aussi grande surface, elles affectent le potentiel $V(-)$ d'une quantité appréciable.

C'est *en observant cette précaution* que j'ai pu arriver à obtenir des électrodes dans un état B parfaitement défini.

23. — J'ai essayé d'obtenir une électrode dans l'état B, par d'autres moyens que la décharge électrique ou le chauffage de cette électrode dans le vide : ainsi, j'ai essayé de supprimer les traces de sels alcalins, qui sont toujours à la surface d'un fil neuf, en faisant bouillir ce fil dans des acides, mais le fil, retiré de ces acides, puis rincé à l'eau distillée et séché, colorait toujours en jaune la flamme d'un bec Bunsen ; installé dans l'appareil à décharges, il conduisait encore à des potentiels $V_0(-)$ très bas.

24. — Il n'en est pas de même, si l'on chauffe le fil dans la flamme d'un bec Bunsen, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus coloration notable de cette flamme ; on peut alors obtenir un état nettement au-dessus de l'état A, à condition qu'on évite le contact du fil avec tout autre objet.

Ainsi, un fil de platine, venant d'être chauffé comme nous venons de l'indiquer, est installé dans l'appareil à décharges habituel. Après avoir fait le vide dans l'appareil, on fait les mesures des potentiels disruptifs $V_0(-)$ dans l'hydrogène. Le résultat de ces mesures est indiqué sur la ligne α du tableau XIV ; la ligne β de ce tableau donne les potentiels $V_0(-)$ pour un fil de platine, tiré de la même bobine que le précédent, mais n'ayant pas été chauffé au préalable.

Ces mesures laissent hors de doute la modification du fil au cours de son chauffage dans le bec Bunsen.

25. — *Expériences dans d'autres gaz que l'hydrogène.*

— J'ai constaté que les variations de potentiel disruptif ne sont pas particulières aux observations effectuées dans l'hydrogène. Elles se produisent *aussi*, quand on mesure ce potentiel dans d'autres gaz ; elles n'atteignent pas cependant, pour les autres gaz que j'ai étudiés, une amplitude aussi grande que pour l'hydrogène.

TABLEAU XIV

(Hydrogène ; cyl. en laiton ; fil de platine).

Pression mm.	0,5	0,7	1,0	1,5	2,0	2,8
α	530	380	318	286	282	290
β	385	290	248	238	243	256

26. — *Expériences dans le gaz carbonique.* — Je n'ai fait qu'une seule série de mesure dans le gaz carbonique. Le gaz employé était parfaitement sec, mais pouvait contenir des traces de vapeur de mercure.

Le gaz carbonique n'a pas été employé isolément, mais chaque série de mesures dans ce gaz était précédée ou suivie d'une série de mesures dans l'hydrogène. De cette façon, on pouvait comparer, pour le même état des électrodes, l'amplitude des variations du potentiel disruptif, mesuré respectivement dans les deux gaz.

L'appareil employé est constitué par un cylindre de laiton (diam. 1,95 cm.) et un fil de tungstène (diam. 0,2 mm.).

Les résultats des mesures sont inscrits sur le tableau XV.

La série de mesures α donne, pour l'appareil neuf, les potentiels disruptifs mesurés dans l'hydrogène ; malheureusement, je n'ai pas mesuré le potentiel disruptif dans le gaz carbonique, pour cet état des électrodes.

La série β donne les résultats pour l'hydrogène, après un chauffage du fil au blanc pendant 3 minutes dans le vide. La

TABLEAU XV

(Hydrogène et gaz carbonique ; cyl. en laiton ;
fil de tungstène).

Pression mm.	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	1,5	2,8
α	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	—	441	343	386	369
	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	344	341	338	312	348
β	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	—	739	—	354	315
	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	—	500	—	405	380
γ	$\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	—	—	740	515	400	342
	$\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	—	—	524	450	400	382
γ'_{cont}	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	606	548	503	509	513	533
	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	577	578	590	600	668	715
δ	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	—	425	340	260	251
	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	—	315	340	400	381
δ'_{cont}	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	427	393	381	378	385	510
	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	509	575	588	614	668	730
ϵ	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	—	—	303	395	536
	$\left\{ \begin{array}{l} V_{-1}(-) \\ V_{-1}(+) \end{array} \right.$	—	—	—	275	400	372
ϵ'_{cont}	$\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	585	—	—	485	—	495
	$\left\{ \begin{array}{l} V_0(-) \\ V_0(+) \end{array} \right.$	570	—	—	618	—	735

série γ suit un chauffage supplémentaire de 10 minutes : les électrodes ont alors très sensiblement atteint l'état R.

A ce moment, on supprime l'air liquide autour du tube destiné à arrêter les vapeurs de mercure (voir la description de l'appareil) et on peut alors faire rentrer le gaz carbonique dans l'appareil. Les mesures de potentiel disruptif, effectuées dans ce gaz, sont portées sur la ligne γ' du tableau XV.

On fait ensuite rentrer de l'air sec dans l'appareil ; on enlève le fil et on le recouvre de *chlorure de sodium*, comme à l'ordinaire. Le résultat des mesures dans l'hydrogène et le gaz carbonique est indiqué sur les lignes δ et δ' respectivement ; on peut alors constater que le potentiel disruptif a varié pour les deux gaz *en suivant les mêmes lois*.

Enfin, on chauffe le fil au blanc pendant 3 minutes ; dans ces conditions, tout le sel alcalin disparaît de l'appareil et l'état B est de nouveau atteint par les deux électrodes ; les mesures des lignes ϵ et ϵ' sont faites après cette dernière opération ; les résultats qu'elles fournissent coïncident bien avec ceux qui sont portés sur les lignes γ et γ' respectivement.

TABLEAU XVI

(Gaz carbonique; sel marin distillé sur cylindre en laiton).

Pression mm.	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0	1,5	2,8
Rapport ρ	1,47	1,39	1,36	1,35	1,33	1,27	1,24

27. — Sur le tableau XVI on a représenté les variations du rapport ρ des potentiels $V_0(—)$, considérés respectivement dans CO^2 avant et après le recouvrement du fil par le sel marin. Ce rapport, quoique très inférieur au rapport qu'on peut mesurer dans les mêmes conditions dans l'hydrogène,

est cependant très au-dessus de l'unité et décroît lentement avec la pression. D'ailleurs, dans toutes ces mesures, c'est sans doute moins la pression absolue, qu'il importe de considérer, que le rapport de cette pression à la pression critique : de ce point de vue, le gaz carbonique a été étudié à des pressions comparativement plus élevées que l'hydrogène.

28. — Expériences dans l'air. — Plusieurs séries de mesures dans l'air atmosphérique nous ont permis de retrouver encore les mêmes variations du potentiel disruptif. Les mesures furent faites en employant l'air du laboratoire, qu'on avait auparavant fait séjourner dans un récipient contenant de l'anhydride phosphorique ; en outre, la trappe à air liquide arrêtait les dernières traces d'impuretés que pouvait contenir le gaz.

Les mesures furent conduites en utilisant un appareil à décharges de même forme que les précédents : le cylindre était en laiton et, ayant déjà servi, se trouvait dans un état AB ; son diamètre était de 1,95 cm. Le fil était en molybdène et son diamètre était de 0,2 mm.

Le tableau XVII donne les résultats des mesures dans l'air.

La série α a été faite après avoir laissé séjourner l'appareil 15 heures dans le vide.

La série β a été obtenue après un chauffage du fil au blanc pendant 5 minutes, postérieurement à la série α ; elle marque une augmentation considérable du potentiel $V_0(-)$ et une faible augmentation du potentiel $V_0(+)$ (puisque le cylindre était déjà, avant d'être chauffé, sensiblement à l'état B).

La série γ est postérieure à un chauffage supplémentaire du fil de 10 minutes ; elle indique encore une augmentation nette, quoique beaucoup plus faible du potentiel $V(-)$; l'état B est alors sensiblement atteint par les deux électrodes. A ce moment, on fait rentrer dans l'appareil de l'air sec ; on enlève le fil et on le recouvre d'une solution de *chlorure de*

TABLEAU XVII

(Air ; cyl. en laiton ; fil de molybdène).

Pression mm.		0,30	0,50	0,70	1,00	1,50	2,00	2,80
α	$V_0(-)$	408	351	342	—	376	—	434
	$V_0(+)$	464	479	507	—	592	—	678
β	$V_0(-)$	616	502	469	461	472	641	—
	$V_0(+)$	486	491	516	558	604	500	—
γ	$V_0(-)$	683	529	482	472	481	500	529
	$V_0(+)$	492	491	516	554	602	639	680
δ	$V_0(-)$	410	344	337	347	368	391	421
	$V_0(+)$	485	497	523	562	605	641	678
ε	$V_0(-)$	512	420	400	403	420	435	—
	$V_0(+)$	398	421	442	470	505	538	—
ζ	$V_0(-)$	680	524	479	466	477	497	529
	$V_0(+)$	486	487	507	547	595	637	679

potassium. En opérant ensuite comme d'habitude, on obtient

pour V_0 la série de mesures δ ; cette série montre bien, comme pour l'hydrogène et le gaz carbonique, un abaissement *considérable* du potentiel $V_0(-)$; au contraire les valeurs de $V_0(+)$ sont restées identiques à celles de la série γ . On chauffe alors le fil au rouge sombre pendant 2 minutes, ce qui conduit ensuite à la série de mesures ϵ ; cette série montre très nettement l'abaissement de $V_0(+)$, causé par la distillation du sel alcalin sur le cylindre ; en même temps $V_0(-)$ s'est élevé, sans toutefois atteindre les valeurs, qui correspondraient à l'état B, car il reste sans doute une partie du sel alcalin à la surface du fil. On chauffe alors le fil au blanc pendant 5 minutes ; tout le sel doit disparaître des deux électrodes, effectivement, la série de mesures α , faite postérieurement à ce dernier chauffage, montre, si on la compare à la série γ , que l'état B est atteint par les deux électrodes.

29. — Sur le tableau XVIII, on a montré les variations du

TABLEAU XVIII

(Air ; chlorure de potassium déposé respectivement sur le fil et le cylindre).

Pression mm.	0,30	0,50	0,70	1,00	1,50	2,00	2,80
Rapport ρ	1,67	1,54	1,46	1,36	1,33	1,28	1,26
Rapport ρ'	1,22	1,18	1,18	1,19	1,20	1,19	—

rapport ρ des potentiels $V_0(-)$, considérés respectivement avant et après le recouvrement du fil par le *chlorure de potassium* ; sur le même tableau on a montré les variations du rapport ρ' des potentiels $V_0(+)$, considérés respectivement avant et après la distillation du sel alcalin sur le cylindre.

On voit que le rapport ρ décroît avec la pression de l'air

sensiblement de la même manière que le même rapport étudié dans le cas du gaz carbonique.

ϕ' , au contraire, dépend très peu de la pression de l'air, dans l'intervalle de pression étudié.

30. — Expériences faites en utilisant des appareils à décharges d'autres formes. — Toutes les expériences précédentes ont été faites avec des appareils à décharges à électrodes dissemblables. On a vu que les variations du potentiel disruptif observées, lorsqu'on recouvre d'un sel métallique l'une des électrodes, existaient dans tous les cas, que l'électrode salée fut la grande ou la petite. Il fallait, toutefois, pour observer les variations du potentiel disruptif, prendre l'électrode salée pour cathode.

Comparons, dans l'appareil à deux électrodes cylindriques :

1^o Le champ h au voisinage du cylindre intérieur (fil) ;

2^o Le champ h' au voisinage du cylindre extérieur.

Le champ électrique à une distance r de l'axe des deux cylindres est donné par :

$$X = \frac{V}{r \log \frac{b}{a}}$$

où V la différence de potentiel entre les électrodes, b et a les diamètres respectifs des cylindres extérieurs et intérieurs. En appliquant cette formule à l'appareil maintes fois utilisé ($a = 0,02$ cm. ; $b = 1,95$ cm.), on trouve :

$$h = 21,8 \text{ V u. e. s.} \quad h' = 0,223 \text{ V u. e. s.}$$

Ainsi le rapport $\frac{h}{h'}$ est voisin de 100, et, puisque d'importantes variations du potentiel disruptif ont été observées, aussi bien en prenant la grande qu'en prenant la petite électrode pour cathode, on peut dire que ces variations ne dépendent pas beaucoup de la valeur du champ électrique au

voisinage de la cathode considérée. On doit donc retrouver ces variations, même lorsque le champ électrique est faible sur tout le parcours de la décharge; c'est précisément ce qui a lieu avec un système de deux électrodes planes. Supposons que la distance explosive d soit, pour ce dernier système, égale à celle du système d'électrodes cylindriques employées; on a alors :

$$d = \frac{b}{2} - \frac{a}{2} = \frac{1,93}{2}.$$

On trouve alors que le champ uniforme, compris entre les armatures planes, est donné par $H = 1,05 \text{ V}$; il est donc bien plus faible que le champ maximum h , mesuré avec l'appareil à électrodes cylindriques; cependant, j'ai observé, avec un tel appareil à électrodes planes, des variations considérables du potentiel disruptif.

31. — J'ai entrepris une série de mesures avec l'appareil à électrodes planes, représenté sur la figure 7. La distance des plans est de 6,1 mm., le gaz employé de l'hydrogène pur.

Le tableau XIX donne les résultats des mesures.

La première mesure a été faite après avoir laissé l'appareil 48 heures dans le vide; x_1 et x_2 sont respectivement les potentiels disruptifs, correspondant aux deux électrodes, prises successivement pour cathode: ces potentiels sont sensiblement égaux, pour une pression donnée.

Ceci montre que l'appareil approche de la symétrie parfaite.

On a fait ensuite passer dans l'appareil un courant de décharge disruptive, d'intensité égale à 4 milliampères; ce courant a été maintenu pendant 1 heure et il circulait dans de l'hydrogène à une pression de 2,8 mm. Avec un tel courant le tube s'échauffe assez rapidement. On évacue alors le gaz usagé et on introduit du gaz nouvellement préparé.

La mesure des potentiels disruptifs conduit aux valeurs x_1 et x_2 du tableau XIX. Elles montrent que V_0 a varié considérablement, et ceci, pour les deux sens de la décharge.

32. — Enfin, j'ai employé un appareil à deux électrodes filiformes f et f' (voir ch. I, § 5). J'ai renouvelé avec cet appareil l'expérience de distillation de substances sur une électrode, mais en utilisant les substances salines volatiles de l'enveloppe de verre de l'appareil.

TABLEAU XIX

(Hydrogène ; électrodes planes en platine).

Pression mm.	1	1,2	1,5	2,8	10
z_1	320	291	270	277	495
z_2	315	290	267	277	490
(z_1)	590	440	373	340	535
z_2	570	428	360	324	528

Lorsque les deux fils étaient dans l'état B, il suffisait de porter f à une température élevée pour que f' atteignît un état A ; en effet, l'enveloppe de verre était chauffée par le rayonnement de f ; elle émettait alors des vapeurs salines qui se condensaient en partie sur le fil f' resté froid.

2^e ACTION DES GAZ OCCLUS

33. — *Variations du potentiel disruptif avec le temps.* — S'il est clair que des substances salines, déposées sur une cathode, abaissent le potentiel disruptif, il n'est pas évident, d'autre part, qu'elles soient seules à agir sur ce potentiel. Au début de ces recherches, j'avais attribué faussement toutes les variations du potentiel disruptif à une action des gaz

occlus dans le métal. Or, je vais démontrer que cette manière de voir n'est pas absolument inexacte, mais que les gaz occlus dans le métal ne sont, en général, que très partiellement la cause des variations du potentiel disruptif.

34. — Si, au lieu de chauffer longtemps les électrodes, on ne les chauffe qu'un temps très court, on les amène à un état AB intermédiaire entre les deux états extrêmes. Cet état n'est pas stable : en faisant de temps à autre des mesures de potentiel disruptif, on trouve que ce potentiel décroît avec le temps, assez rapidement d'abord, moins vite ensuite.

Le tableau XX donne un exemple de ces variations avec le

TABLEAU XX

(Hydrogène ; fil de platine).

Pression mm.	0,5	0,7	1,5	2,8
$V_0(-)$	348	260	225	241
	600	390	290	287
	531	350	274	273

temps. On peut lire sur ce tableau les potentiels $V_0(-)$, mesurés dans l'hydrogène, et correspondant à un appareil constitué par un fil de platine (diam. 0,2 mm.) et un cylindre de laiton (diam. 1,95 cm.).

La ligne α du tableau donne $V_0(-)$ pour le fil neuf, l'appareil ayant au préalable séjourné 15 heures dans le vide. Ensuite, le fil a été chauffé au blanc jaunâtre pendant 10 minutes, ce qui conduit à un état AB des électrodes, représenté par la série de mesures β . La série γ a été com-

mencée 3 heures après la fin de la série β ; elle montre bien que, pendant ce laps de temps, $V_0(—)$ a baissé d'une quantité appréciable.

35. — La baisse de V_0 avec le temps est toujours faible, relativement à la variation de ce potentiel lorsque les électrodes passent de l'état A à l'état B. Elle est rapide pendant les premières heures, consécutives au chauffage du fil, puis très lente ensuite, la vitesse de baisse de V_0 tendant rapidement vers zéro.

Cette baisse cependant est très nette et a été trouvée dans toutes les expériences, dans lesquelles le fil n'avait pas été chauffé un temps suffisant pour que ce fil atteignît l'état B. Avec des fils de tungstène ou de molybdène, qui se laissent facilement porter au blanc éblouissant, ce phénomène de baisse de V_0 avec le temps disparaît, si ces fils ont été chauffés au blanc, même un temps très court.

Avec le platine, il faut plusieurs minutes de chauffage de ce métal au blanc jaunâtre, pour l'amener à un état qui soit stable. On ne peut chauffer plus vivement ce métal, car il s'étire alors et se casse assez rapidement.

36. — Au lieu de chauffer les électrodes, on peut également les transformer à l'aide de la décharge disruptive; la transformation est beaucoup moins profonde que celle produite par chauffage du fil; il faut soumettre l'appareil à des décharges intenses et prolongées, pour que les électrodes atteignent un état B, parfaitement stable. Si les décharges ne sont pas assez prolongées, on obtient un état AB qui n'est pas stable.

Sur le tableau XXI, on a porté les résultats de mesures de $V_0(—)$, effectuées avec un cylindre de laiton et un fil de platine ayant les dimensions habituelles; le gaz employé est de l'hydrogène.

Les potentiels $V_0(—)$ de la ligne α du tableau, sont relatifs au cas du fil neuf, l'appareil ayant simplement séjourné 16 heures dans le vide avant la mesure de $V_0(—)$.

Ensuite, un courant de décharge disruptive de 1 milliampère a circulé dans cet appareil pendant 20 minutes, le fil étant cathode et le gaz employé de l'hydrogène à une pression de 2,8 mm.

L'hydrogène a été remplacé, après le passage de la décharge, par de l'hydrogène nouvellement préparé. Les mesures de $V_0(-)$, faites à ce moment, sont portées sur la ligne β du tableau XXI et montrent (si on les compare aux valeurs que donnerait un fil dans l'état B) que le fil est dans un état AB.

TABLEAU XXI

(Hydrogène ; fil de platine).

Pression mm.	0,5	0,7	2,8
$V_0(-)$	290	240	243
	650	433	320
	555	402	316

La série de mesures γ a été faite 16 heures après la fin de la série β , elle montre que les potentiels $V_0(-)$ sont nettement inférieurs aux potentiels correspondants de la série précédente.

37. — Les gaz occlus dans les électrodes, envisagés comme cause des variations du potentiel disruptif avec le temps. — Les variations du potentiel disruptif avec le temps peuvent, à l'heure actuelle, difficilement s'expliquer d'une autre façon que par l'intervention des gaz occlus dans les métaux constituant les électrodes. On concevrait avec diffi-

culté une pareille intervention de la part des impuretés solides, qui peuvent se trouver à la surface des électrodes. Je me suis donc efforcé de voir si l'on peut obtenir des variations de V_0 , en faisant pénétrer des gaz à l'intérieur des électrodes. Dans ce but, j'ai effectué les séries de recherches suivantes :

38. — Expériences avec des électrodes en palladium hydrogéné. — Le cylindre employé est en laiton (diam. 1,95 cm.); des expériences antérieures l'ont amené à l'état B. Le fil utilisé est en palladium (diam. 0,2 mm.); il est neuf.

On a fait d'abord le vide dans l'appareil, qu'on a laissé en cet état 24 heures ; ensuite, on a fait les mesures de potentiel disruptif, qui sont portées sur la ligne 2 du tableau XXII ; elles montrent bien que le fil de palladium et le cylindre de laiton sont respectivement dans les états A et B.

On a chauffé ensuite le fil de palladium au blanc jaunâtre pendant 10 minutes ; on ne peut le chauffer à plus haute température sans le rompre ; car le palladium s'étire très facilement sous le poids de la tige de nickel qui le tend. Après refroidissement de l'appareil, on a obtenu les mesures de la ligne 3 du tableau ; elles montrent que le palladium a sensiblement atteint l'état B, car les valeurs de $V_0(-)$ coïncident, aux erreurs d'expériences près, avec celles trouvées précédemment pour l'état B des fils et pour des appareils de mêmes caractéristiques.

On a fait alors rentrer dans l'appareil de l'hydrogène, venant d'un tube en acier, mais sec et privé de poussières. On a fait ainsi rentrer ce gaz jusqu'à ce que la pression dans l'appareil atteigne la pression atmosphérique et on a laissé le tout en cet état pendant 14 heures. En actionnant, à ce moment, la pompe à vide, on constata que le palladium retenait beaucoup de gaz : le vide dans l'appareil se faisait très lentement. Quand la pression atteignit une valeur de l'ordre du micron, on introduisit dans l'appareil de l'hydrogène pur

et l'on fit la série de mesures γ ; cette série montre, sans le

TABLEAU XXII

(Hydrogène ; cyl. de laiton ; fil de palladium).

Pression mm.		0,5	0,7	1,0	1,5	2,0	2,8
α	$V_0(-)$	426	324	279	262	265	274
	$V_0(+)$	448	413	386	375	376	389
β	$V_0(-)$	680	512	398	356	346	352
	$V_0(+)$	475	421	388	372	374	383
γ	$V_0(-)$	500	409	355	323	317	322
	$V_0(+)$	433	411	386	372	378	389
δ	$V_0(-)$	526	400	326	296	—	—
	$V_0(+)$	437	400	378	365	—	—
ε	$V_0(-)$	685	515	410	365	—	—
	$V_0(+)$	480	423	391	373	—	—
ζ	$V_0(-)$	407	342	291	260	260	—
	$V_0(+)$	—	—	378	372	375	—
η	$V_0(-)$	677	453	369	340	340	—
	$V_0(+)$	—	397	378	369	373	—
μ	$V_0(-)$	540	389	339	317	318	329
	$V_0(+)$	426	398	378	370	375	383
ν	$V_0(-)$	—	395	340	322	—	—
	$V_0(+)$	—	400	380	367	—	—
π	$V_0(-)$	—	515	427	380	374	380
	$V_0(+)$	472	429	390	369	372	385
ρ	$V_0(-)$	690	500	420	376	365	369
	$V_0(+)$	473	—	388	372	372	384

moindre doute, l'influence considérable de l'hydrogène occlus dans le palladium : les potentiels $V_0(-)$ sont *considérablement inférieurs* aux potentiels correspondants de la série de mesure précédente. Les potentiels $V_0(+)$, au contraire, sont restés sensiblement les mêmes.

Après la série de mesures γ , on a fait le vide à froid dans l'appareil et constaté, alors, que le palladium abandonnait une partie du gaz qu'il renfermait. Après trois heures de travail de la pompe à vide, on introduisit de l'hydrogène dans l'appareil et l'on fit la série de mesures δ ; ces mesures n'indiquent pas de différence notable avec les précédentes. D'ailleurs, la plus grande partie de l'hydrogène, que le palladium avait absorbée, était restée en lui : en effet, en chauffant ensuite le fil de palladium au rouge, la pompe à vide étant arrêtée, la pression monta presque instantanément dans l'appareil jusqu'à 4 mm. Comme cet appareil a, en tout, un volume de 800 cm³ et le fil de palladium un volume de $7 \cdot 10^{-3}$ cm³, on voit que le fil a dégagé pendant le chauffage un volume de gaz, qui, rapporté à la pression atmosphérique, atteindrait plus de 500 fois son propre volume.

On a continué pendant un quart d'heure le chauffage du fil de palladium, mais, cette fois, en actionnant la pompe à vide ; la pression dans l'appareil devint alors très faible. A ce moment, on laissa l'appareil se refroidir et l'on fit la série de mesures ϵ ; cette série montre que l'état B est de nouveau atteint par le fil.

On a alors recommencé, avec le même appareil, le cycle des expériences précédentes, mais dans le but particulier de montrer aussi l'action de la *décharge disruptive* sur l'*hydrogène occlus* dans le *palladium*.

Après la série de mesures ϵ , on fit rentrer dans l'appareil de l'hydrogène jusqu'à la pression atmosphérique, comme dans la précédente expérience, et on laissa l'appareil en cet état pendant 17 heures. Ensuite, le gaz fut évacué et remplacé par de l'hydrogène pur ; on obtint alors la série de

mesures α , qui montre encore que l'absorption de l'hydrogène par le palladium a fait *considérablement baisser les potentiels* $V_0(-)$; les potentiels $V_0(+)$, eux aussi, sont un peu plus bas que les potentiels correspondants de la série α , mais ceci est dû à l'absorption de l'hydrogène par la mince couche de palladium que la pulvérisation du fil a déposée sur le cylindre de laiton.

Lorsque la série α fut terminée, on fit passer dans l'appareil un courant de décharge, d'une intensité moyenne égale à 0,2 milliampères, la pression initiale de l'hydrogène étant de 2 mm.; au cours de cette opération, de l'hydrogène se dégagait des électrodes ⁽¹⁾ et, 3 minutes après l'établissement du courant de décharge, la pression atteignit dans l'appareil 2,5 mm. On constata en outre qu'il fallait constamment augmenter la force électromotrice de la batterie d'accumulateurs employée, pour maintenir le courant de décharge à sa valeur initiale. Après avoir arrêté le courant de décharge, on remplaça le gaz usagé par de l'hydrogène pur et l'on fit la série de mesures λ . Cette série montre que le potentiel $V_0(-)$ est *monté considérablement sous l'influence* de la précédente *décharge* et que le fil a atteint un état AB. Lorsque la série de mesures λ fut terminée, on fit le vide dans l'appareil pendant deux heures, puis la mesure des potentiels disruptifs conduisit à la série de mesures μ . Cette série de mesures, comparée à la précédente, montre bien le mécanisme des variations du potentiel disruptif avec le temps : la décharge avait enlevé l'hydrogène des couches superficielles des électrodes ; mais, l'hydrogène subsistant intérieurement a ensuite diffusé vers la surface du métal et il en est résulté l'abaisse-

(¹) Au début de ces recherches, j'ai constaté, avec un appareil à électrodes de palladium, un abaissement de la pression de l'hydrogène, lorsqu'une décharge circulait dans l'appareil. Cet abaissement ne se produit pas avec des électrodes usagées : il est vraisemblablement dû à la combinaison de l'hydrogène avec l'oxygène de l'air occlus par le palladium.

ment du potentiel disruptif, observé de la série λ à la série μ .

La série ν fut obtenue 3 heures après la fin de la série μ , le vide étant maintenu dans l'appareil pendant ce laps de temps; la série ν ne montre aucune différence appréciable avec la précédente. Ce fait est à mettre en parallèle avec les observations, relatives plus haut, et concernant la baisse du potentiel disruptif avec le temps; la vitesse de décroissance de V avec le temps est d'abord très grande, immédiatement après la modification de l'électrode par le chauffage ou par la décharge disruptive, mais cette vitesse de décroissance tend ensuite rapidement vers zéro.

Lorsque la série ν fut terminée, on chauffa le fil de palladium au blanc jaunâtre pendant 20 minutes. On constata, durant ce chauffage, un grand dégagement de gaz, indiquant qu'il restait encore beaucoup d'hydrogène dans le fil et dans le cylindre palladié. La série de mesures π , postérieure à ce chauffage des électrodes, montre que celles-ci sont revenues dans l'état B.

Enfin, on fit le vide dans l'appareil, qu'on laissa en cet état pendant 14 heures et l'on mesura ensuite les potentiels disruptifs. Le résultat de ces mesures figure sur la ligne ρ ; il montre qu'il n'y a pas eu de décroissance importante du potentiel disruptif, au cours des 14 heures, pendant lesquelles l'appareil est resté dans le vide. Cette dernière expérience est importante, car elle est la *contre-partie* des expériences, au cours desquelles les électrodes avaient été abandonnées à elles-mêmes un temps assez long, mais dans une *atmosphère d'hydrogène*; il en était résulté un abaissement considérable du potentiel disruptif. Dans la présente expérience cet abaissement est insignifiant, il s'explique aisément, si l'on remarque que le dernier chauffage des électrodes a nécessairement laissé à leur intérieur des traces d'hydrogène, qui ont diffusé vers leur surface pendant les 14 heures de repos de l'appareil.

39. — Autres expériences du même type que les précédentes.

L'expérience de l'hydrogène occlus ayant réussi avec le palladium, il fallait évidemment essayer de la refaire avec d'autres métaux. On a alors recommencé l'expérience en utilisant des électrodes de platine :

Un fil de platine (diam. 0,2 mm.) a été tendu dans l'axe d'un cylindre de laiton (diam. 1,95 cm.) dans l'état B. Le fil a été chauffé au blanc dans le vide pendant 24 minutes. Après refroidissement de l'appareil, on a fait la série de mesures de potentiel disruptif, portée sur la ligne α du tableau XXIII; cette série nous montre que les deux électrodes ont alors atteint l'état B.

TABLEAU XXIII

(Hydrogène : cyl. en laiton : fil de platine).

Pression mm.	0,5	0,7	1,0	1,5	2,0
$\alpha \left\{ \begin{array}{l} V_{(-)} \\ V_{(+)} \end{array} \right.$	683	495	400	353	348
	490	433	400	374	379
$\beta \left\{ \begin{array}{l} V_{(-)} \\ V_{(+)} \end{array} \right.$	693	491	401	354	353
	486	433	393	379	379
$\gamma \left\{ \begin{array}{l} V_{(-)} \\ V_{(+)} \end{array} \right.$	683	490	390	353	—
	493	433	393	373	—

On a fait alors rentrer dans l'appareil de l'hydrogène jusqu'à la pression atmosphérique et laisse l'appareil en cet état pendant 22 heures. Ensuite, on a fait le vide dans l'appareil.

puis fait rentrer de l'hydrogène pur dans cet appareil et effectué les mesures de potentiel disruptif. Le résultat de ces mesures est porté sur la ligne 3 du tableau XXIII; ces mesures ne montrent aucune différence avec les mesures précédentes, de sorte que l'hydrogène occlus dans le platine n'a pas agi, dans le cas présent. Cet hydrogène existe cependant; en effet, la série 3 étant terminée, on a chauffé de nouveau le fil au blanc pendant 13 minutes, la pompe à vide étant en action; or, au cours de ce chauffage, il y a eu un dégagement de gaz important, quoique de beaucoup inférieur à celui du palladium dans les mêmes conditions.

Après ce chauffage, on a effectué la série de mesures 7; cette série ne montre aucune différence notable avec les précédentes. En somme, l'expérience actuelle est négative.

40. — Nous avons également essayé l'action de l'hydrogène occlus sur le potentiel disruptif, mesuré dans l'hydrogène, le fil de l'appareil à décharges habituel étant en molybdène. Le fil est chauffé au blanc pendant 40 minutes. Après cette opération, on mesure le potentiel disruptif dans l'hydrogène. Les mesures sont portées sur la ligne 2 du tableau XXIV. Elles montrent que les électrodes sont à l'état B.

On introduit ensuite de l'hydrogène dans l'appareil jusqu'à la pression atmosphérique et on laisse l'appareil en cet état pendant 15 heures. L'hydrogène étant alors évacué, on obtient la série de mesures 3, qui n'indique aucune différence avec la précédente. Ce résultat négatif est certes moins étonnant que celui trouvé avec une électrode de platine, car le molybdène ne doit pas occlure, on doit occlure très peu d'hydrogène.

41. — On a ensuite essayé d'occlure de l'air atmosphérique dans le fil de molybdène précédent: après la série 3, ce fil fut chauffé au blanc dans le vide et ramené à l'état B; puis, de l'air du laboratoire, parfaitement sec et privé de poussières, fut introduit dans l'appareil jusqu'à la pression

atmosphérique. On laissa l'appareil en cet état pendant 7 heures. Ensuite, on fit le vide dans l'appareil, on y fit rentrer de l'hydrogène pur et l'on mesura les potentiels disruptifs dans ce gaz.

TABLEAU XXIV

(Hydrogène; cyl. en laiton; fil de molybdène).

Pression mm.		0,5	0,7	1,0	1,5	2,0	2,8
2	$V_0(-)$	660	520	405	365	353	355
	$V_0(+)$	500	440	401	376	373	382
2	$V_0(-)$	—	525	400	372	353	363
	$V_0(+)$	—	433	395	375	377	382
7	$V_0(-)$	800	543	410	365	360	—
	$V_0(+)$	515	446	401	374	373	—

La série de mesures γ donne alors les valeurs de ce potentiel. Cette série marque une augmentation nette, quoique très faible de $V_0(-)$. Cependant, nous devons considérer cette augmentation de $V_0(-)$ avec les plus grandes réserves, car nous savons que V_0 augmente beaucoup par la présence, dans l'hydrogène, des moindres traces d'oxygène; effectivement, si, après avoir opéré comme précédemment, on fait le vide plus longtemps dans l'appareil, l'augmentation de $V_0(-)$ disparaît.

Une expérience identique fut faite avec un fil de tungstène

et ne montra aucune variation de V_0 après une tentative d'occlusion d'air atmosphérique dans le fil.

3° CONCLUSION

42. — Nous pouvons maintenant nous rendre compte de la valeur respective des diverses causes de variation du potentiel disruptif.

De mes expériences il ressort, que l'intervention d'impuretés salines à la surface d'une cathode est d'une grande efficacité pour abaisser le potentiel disruptif. Montrons que cette intervention suffit, à elle seule, pour expliquer les faibles valeurs du potentiel disruptif, correspondant à un appareil, dont les électrodes sont neuves. Dans ce but, montrons que la quantité de sel alcalin, qui doit exister à la surface d'une cathode, pour que le potentiel disruptif soit abaissé notablement, est extrêmement faible : l'expérience de distillation d'un sel alcalin, que nous avons relatée à plusieurs reprises, nous renseigne à cet égard. Dans l'une de nos expériences, on évaluait à 1 mm^3 le volume d'une solution de chlorure de sodium à 10 o/o déposée sur un fil de tungstène ayant une longueur de 20 cm. et un diamètre de 0,2 mm. Dans ces conditions, la quantité de sel, déposée sur le fil, a pour ordre de grandeur 10^{-4} gr. Admettons que, au cours de l'expérience de distillation, tout ce sel soit passé sur le cylindre métallique, qui entoure le fil. La longueur de ce cylindre étant de 20 cm. et son diamètre intérieur de 1,95 cm., sa surface est de 64 cm^2 et la quantité de sel déposée sur le cylindre est alors au plus de 10^{-6} gr. par centimètre carré ; or cette quantité de sel avait été suffisante pour que le potentiel $V_0(+)$, observé après la distillation, fut inférieur même au potentiel correspondant, observé avec un cylindre neuf. Il est bien difficile de construire un appareil à décharges, dont les électrodes soient assez propres, pour que leur surface détienne une quantité de sels métalliques inférieure à une

quantité aussi minime. D'ailleurs, cette quantité de 10^{-4} gr. par centimètre carré est une limite supérieure et il est probable que des quantités encore bien plus faibles soient cependant capables d'abaisser notablement le potentiel disruptif, si on les dépose sur la cathode.

Nous admettrons donc que les impuretés salines, qui se trouvent à la surface d'une électrode neuve, sont la cause principale des variations du potentiel disruptif que nous avons observées.

43. — En dehors de cette cause principale, agit une cause en général très secondaire : la présence de gaz occlus dans les électrodes.

Si l'on passe en effet en revue les expériences, destinées à rechercher l'action de ces gaz occlus sur le potentiel disruptif, on est amené à dire que cette action est en général négligeable.

Toutefois, le cas particulier de l'*hydrogène*, occlus dans une électrode de *palladium*, est à réserver, car, l'hydrogène, occlus dans le palladium, abaisse considérablement le potentiel disruptif, si l'on a soin de prendre pour cathode le palladium qu'on a hydrogéné, lors de la mesure de ce potentiel.

En outre, la décroissance du potentiel disruptif, qui se produit avec le temps, quand on abandonne à lui-même un appareil qu'on vient de soumettre à une décharge disruptive peu prolongée, montre qu'il y a, à ce moment, intervention de gaz occlus dans les électrodes. Pour que cette intervention se produise, il semble nécessaire que le gaz se trouve, par rapport au métal, dans un état particulier, comme cela doit avoir lieu pour les combinaisons d'hydrogène et de palladium : de l'hydrogène occlus dans du platine par simple contact n'a, par exemple, aucune influence sur le potentiel disruptif.

Mais, cette question de l'influence des gaz occlus est encore bien obscure ; au contraire, les impuretés salines de la sur-

face des électrodes, agissent sur le potentiel disruptif avec une très grande netteté.

44. — Nous sommes donc amenés à conclure, de tout l'ensemble de nos expériences, que l'état B des électrodes d'un appareil à décharges caractérise des électrodes *purement métalliques*; c'est seulement à cet état des électrodes que correspond un potentiel disruptif, qui soit réellement une grandeur caractéristique de la forme de l'appareil à décharges et de la nature du gaz qu'il contient.

Ce potentiel est *indépendant* de la *nature* du *métal* constituant les *électrodes*. Les états A des électrodes dérivent de l'état B par recouvrement des électrodes à l'aide *d'impuretés* très diverses et notamment de *sels alcalins*.

Lorsqu'on chauffe les électrodes, ces impuretés disparaissent et on obtient l'état B des électrodes.

Au lieu de les chauffer, on peut raréfier le gaz de l'appareil et faire passer entre elles une décharge disruptive. Nous ne savons pas exactement comment agit la décharge pour faire disparaître les impuretés des électrodes; il est probable que ces impuretés disparaissent avec les particules de métal que la décharge arrache des électrodes. En outre, la décharge doit aussi agir par simple élévation de la température des électrodes; les impuretés salines distillent alors et se condensent sur les parties froides du tube à décharges. Si le courant de décharge est faible, la cathode seule s'échauffe; en outre elle se pulvérise; la décharge modifie alors dissymétriquement les deux électrodes, comme je l'ai effectivement constaté. Si le courant de décharge est intense et si l'anode est voisine de la cathode, l'anode s'échauffe aussi grâce à la conductibilité thermique du gaz; les impuretés des deux électrodes disparaissent alors simultanément.

45. — Ainsi je puis dire que j'ai montré indirectement une propriété nouvelle de certains sels métalliques, notamment des sels alcalins: déposés à la surface d'une cathode d'un tube à décharges, ils reçoivent le choc des ions positifs;

ils émettent alors eux-mêmes des charges supplémentaires et de cette émission résulte un abaissement du potentiel disruptif.

Nous montrerons plus loin le mécanisme de cet abaissement du potentiel disruptif.

CHAPITRE IV

Applications des résultats précédents.

I. — Application aux mesures de potentiel disruptif antérieures aux présentes mesures.

1. — *Raisons qui ont fait contester l'existence des variations du potentiel disruptif avec la nature des électrodes.*
— J'ai déjà indiqué, dans l'historique des recherches sur le potentiel disruptif, que les variations de ce potentiel, avec la nature des électrodes, ont en général été contestées.

Expliquons d'abord pourquoi on a pu changer la nature du métal, constituant les électrodes, sans observer de variation notable du potentiel disruptif, toutes autres choses égales d'ailleurs. La raison principale de ce fait est la suivante : pour des électrodes neuves (état A), faites de l'un des métaux que j'ai étudiés, le potentiel disruptif ne varie pas beaucoup avec les divers échantillons de ce métal, alors que les impuretés qui sont à sa surface peuvent être très différentes les unes des autres; en outre, pour des électrodes neuves, faites successivement avec différents métaux, les variations du potentiel disruptif, observées lors du passage d'un métal à un autre ne sont pas non plus considérables. Le tableau XXV donne le potentiel disruptif minimum $V_d(—)$ pour les différents échantillons de métaux employés en fils au cours des mesures relatées au chapitre précédent, mesures effectuées dans l'hydrogène; nous avons choisi le potentiel disruptif minimum parce qu'il est déterminé chaque fois avec une grande précision.

Les différences entre ces potentiels sont assez faibles et on conçoit qu'elles aient pu passer inaperçues.

La faible valeur de ces différences est d'ailleurs due à ce fait que le potentiel disruptif ne décroît pas indéfiniment depuis la valeur correspondant à une cathode purement métallique (état B), lorsqu'on augmente progressivement la

TABLEAU XXV

Nature du fil	$V_0(-)$ en volts
Tungstène neuf	250, 238
Molybdène neuf	225
Platine neuf	224, 225, 230
Palladium neuf	262, 240
Cuivre neuf	234, 230
Molybdène recouvert par traces de KCl	232
Tungstène recouvert par traces de NaCl	217
Tungstène recouvert par traces de BaCl ²	260

quantité de sel alcalin, déposée sur cette électrode par contact ou par distillation. Ainsi, je n'ai jamais pu, avec l'appareil à décharges à électrodes cylindriques, obtenir un potentiel disruptif minimum $V_0(-)$ inférieur à 217 volts pour des mesures effectuées dans l'hydrogène. Les métaux neufs sont, en général, suffisamment imprégnés d'impuretés salines, pour que ce potentiel limite soit sensiblement atteint; ces métaux conduisent donc à des potentiels disruptifs sensiblement égaux entre eux, toutes choses égales d'ailleurs, bien que les impuretés souillant les électrodes puissent être très différentes les unes des autres.

2. — Expliquons maintenant pourquoi, avec des électrodes données, on n'a pas observé les variations du potentiel disruptif, qui se produisent lorsqu'une décharge circule dans l'appareil utilisé. Cela est dû aux raisons suivantes :

1° Dans les recherches antérieures aux présentes, les auteurs mesuraient les potentiels disruptifs par voie de potentiels croissants et coupaient le courant de charge, dès qu'il était manifeste dans l'appareil, il en résultait que la décharge n'agissait pas un temps suffisant pour modifier notablement les électrodes.

Au contraire, c'est en mesurant les potentiels disruptifs, sans la précaution d'éviter, qu'à chaque mesure, le tube à décharges défilât un courant notable, que j'ai pu déceler les variations du potentiel disruptif.

2° Avec des appareils à décharges massifs, tels que ceux employés par Carr, le nettoyage des électrodes par la décharge est possible et il faut faire passer dans l'appareil une décharge prolongée, pour observer des variations notables du potentiel disruptif.

Au contraire, c'est en utilisant un appareil à décharges, dont l'une des électrodes était filiforme, et pouvait ainsi se nettoyer aisément sous l'action de la décharge, que j'ai pu obtenir des variations considérables du potentiel disruptif, au moins dans le cas où l'électrode filiforme est cathode pendant la mesure de potentiel disruptif.

3. — *Discussion sur les variations du potentiel disruptif avec la nature des électrodes, signalées antérieurement aux présentes recherches.* — Il existe quelques recherches, au cours desquelles, des variations du potentiel disruptif avec la nature du métal, constituant les électrodes, ont été observées (recherches de De la Rue et Müller (¹), d'Holst et Oosterhuis (¹)).

Ces auteurs ont attribué les variations qu'ils observaient aux variations de la nature même du métal constituant les électrodes. Je crois pouvoir affirmer que cette manière de voir est inexacte. En réalité, ils ont observé divers métaux dans divers états A ; ce sont alors les métaux les plus alté-

¹ Loc. cit.

rables qui, employés comme électrodes, ont donné les potentiels disruptifs les plus bas, car ces métaux sont alors recouverts d'impuretés de toute nature, en quantité bien plus grande que les impuretés, qui peuvent souiller des métaux moins altérables : l'aluminium, le magnésium, et les métaux alcalins, sont toujours oxydés et doivent conduire à des potentiels disruptifs très bas, lorsqu'on les prend pour électrodes. Il est évident qu'il est bien difficile de les débarrasser de leurs impuretés, à un point suffisant pour pouvoir affirmer que le potentiel disruptif, mesuré alors, correspond véritablement à des électrodes purement métalliques.

Ainsi les variations, observées par les auteurs précédents, sont bien en accord avec celles que j'ai moi-même observées, mais l'interprétation donnée par ces auteurs sur ces variations ne me paraît pas conforme à la réalité.

4. — Meyer ⁽¹⁾ a signalé *incidemment* des variations du potentiel disruptif, qui sont bien à identifier avec celles que j'ai trouvées : il a montré que le passage de la décharge disruptive, entre électrodes planes dans l'air raréfié, accroissait légèrement le potentiel disruptif, mesuré dans l'air. Mais, il a donné une fausse interprétation du phénomène, lorsqu'il supposa que la décharge amenait des impuretés sur les électrodes. Cette supposition était basée sur le fait qu'il pouvait rétablir le bas potentiel disruptif initial, en « nettoyant » les électrodes par polissage avec du papier de verre fin, par exemple. En réalité, ce n'est pas un nettoyage qu'il faisait à ce moment-là, mais bien l'inverse : il suffit de toucher des électrodes, dans un état B ou AB, avec n'importe quel objet, pour abaisser le potentiel disruptif ; le papier de verre, en particulier, amène à coup sûr des traces de sels alcalins à la surface des électrodes. Meyer n'a d'ailleurs pas attribué d'importance à la variation du potentiel disruptif,

(¹) *Loc. cit.*

d'ailleurs faible, qu'il avait observée; il a passé outre, car son travail avait pour objet principal les variations du potentiel disruptif avec l'intensité du champ magnétique, dans lequel se trouve le tube à décharges.

5. — *Conclusion.* — Les mesures classiques de potentiel disruptif, celles de Carr par exemple, sont toutes entachées d'*erreurs considérables*; elles ne correspondent pas à des électrodes *purement métalliques*, mais à des électrodes *souillées* de produits très divers, notamment de *sels alcalins*; ces impuretés modifient considérablement le potentiel disruptif.

Les mesures, antérieures aux présentes mesures, sont faites sans avoir tenu compte de ces impuretés salines; elles sont à reprendre entièrement.

Les mesures actuelles, relatives à l'état B des électrodes, sont les seules mesures correctes du potentiel disruptif.

II. — Application à la théorie du potentiel disruptif.

6. — *Hypothèses et formule de Townsend.* — La théorie de la décharge électrique, actuellement en faveur, dérive de l'idée « d'ionisation par collision », idée due à Townsend et surtout développée par ce physicien. On trouvera dans son traité *Electricity in Gases* toutes les particularités de cette théorie, longuement discutées. Je vais cependant rappeler ici l'essentiel de cette théorie.

Soient (fig. 17) deux électrodes, constituées par deux plans métalliques parallèles, A et B, dont la distance est D; ces électrodes sont dans un gaz à une pression quelconque. Supposons qu'on établisse entre les électrodes une différence de potentiel V et que, pour une raison quelconque, il se trouve à un certain instant un ion négatif au point M. Cet ion, supposé parti du repos, va acquérir une certaine vitesse sous l'action du champ $X = \frac{V}{D}$ qui règne entre les élec-

trodes. Lorsque cet ion a acquis une vitesse suffisante, il peut, dans son choc avec une molécule neutre du gaz, produire un couple de nouveaux ions : un ion positif et un ion négatif. Le nouvel ion négatif et l'ancien continuent à se diriger vers l'anode. A chaque rencontre avec une molécule du gaz, ils créent de nouveaux couples d'ions, s'ils possèdent



Fig. 17.

au moment de la rencontre une énergie cinétique suffisante ; lorsque tous les ions négatifs ont atteint l'anode, il n'y a plus création d'ions nouveaux dans le gaz et on ne peut donc obtenir de courant *permanent*, à moins qu'agisse une cause extérieure d'ionisation du gaz, ou que les ions positifs soient, eux aussi, capables d'ioniser par collisions les molécules du gaz ou de la cathode.

7. — Adressons-nous à un phénomène d'ionisation bien connu : l'émission d'électrons par un métal frappé par des radiations ultra-violettes. Supposons donc que l'électrode

plane A soit frappée par de telles radiations et que cette électrode soit la cathode; soit n_0 le nombre d'électrons quittant cette cathode dans un temps θ donné. Soit, d'autre part, α le nombre de couples d'ions nouveaux qu'un ion négatif peut créer sur une longueur déterminée de son parcours (1 cm., par exemple). A un instant quelconque, n ions négatifs traversent le plan R, dont la distance au plan A est égale à x ; ces n ions produisent entre le plan R et le plan R', dont la distance à R est dx , un nombre de couples d'ions nouveaux :

$$dn = \alpha n dx.$$

Le nombre d'ions, qui traversent le plan R dans le temps θ , s'obtient en intégrant la relation précédente; il est :

$$n = C e^{\alpha x}.$$

La constante d'intégration C est déterminée par la condition que $n = n_0$ pour $x = 0$. Finalement, il vient :

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (1)$$

En particulier, le nombre d'ions qui atteignent l'anode dans le temps θ est :

$$N = n_0 e^{\alpha l} \quad (2)$$

8. — Supposons maintenant qu'un ion positif soit, lui aussi, capable d'ioniser les molécules du gaz, et que β soit le nombre de couples d'ions nouveaux qu'un ion positif peut créer sur un parcours de 1 cm. Soit encore n_0 le nombre d'électrons émis, dans le temps θ , par la cathode frappée par la lumière ultra-violette. Dans le même temps, si l'on suppose l'état de régime établi, n ions négatifs traversent le plan R; $n - n_0$ est donc le nombre d'ions négatifs nouveaux, créés à la fois par les ions (+) et les ions (—) entre A et R.

D'autre part, le nombre des ions $(-)$, qui arrivent à l'anode, est $N = n + m$; m est le nombre d'ions $(-)$, créés, dans le temps θ , par les ions des *deux signes*, entre R et B. Par conséquent, le nombre d'ions $(+)$ qui traversent en sens inverse le plan R (ou le plan R' à un infiniment petit près) est égal à m . Le nombre de couples d'ions nouveaux créés entre R et R' est donc :

$$dn = n\alpha dx + m\beta dx$$

en tenant compte de la relation $N = n + m$, il vient :

$$\frac{dn}{n(\alpha - \beta) + N\beta} = dx.$$

Par intégration de cette équation et en écrivant que l'on a : $n = n_0$ pour $x = 0$ et $n = N$ pour $x = D$, il vient :

$$N = \frac{n_0(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)D}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)D}} \quad (3)$$

Dans cette formule, due à Townsend, α et β sont évidemment, pour un gaz donné, des fonctions de X et de p . Townsend a démontré que l'on pouvait écrire, en accord avec l'expérience :

$$(4) \quad \frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right) \quad \text{et} \quad \frac{\beta}{p} = \varphi\left(\frac{X}{p}\right) \quad (5)$$

Plus particulièrement, et *indépendamment* de toute *intervention des ions positifs*, il a donné la formule :

$$\frac{\alpha}{p} = C e^{-\frac{CV_0 p}{X}} \quad (6)$$

où C et V_0 sont des constantes. Pour l'hydrogène, par exemple, on a $C = 5$ et $V_0 = 26$.

Ceci posé, supposons que dans la formule (3) l'on ait :

$$\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)D} = 0 \quad (7)$$

N devient alors infini, ce qui signifie qu'on peut obtenir un courant fini avec une ionisation auxiliaire n_0 aussi *faible que l'on veut* ; autrement dit, il n'y a plus besoin de source d'ionisation étrangère, pour obtenir un courant dans le gaz : la décharge disruptive est atteinte.

Grâce aux relations (4) et (5), la relation (7) devient une relation entre X et p ; elle donne donc *le champ disruptif* en fonction de la pression du gaz et, puisque l'on a $X = \frac{V_0}{D}$, *le potentiel disruptif* en fonction de la pression du gaz.

9. Pour vérifier la formule (3), Townsend mesure le courant q , circulant entre deux électrodes planes, placées dans un gaz, et de telle façon que celle d'entre elles, qui est la cathode, reçoive un faisceau de radiations ultra-violettes.

Parmi les mesures de Townsend, je cite les suivantes (*Electricity in Gases*, p. 316). Elles sont faites dans l'air, à la pression de 4 mm. Le champ X, fixé à 700 volts, est toujours très inférieur au champ disruptif.

Sur la 1^{re} ligne du tableau XXVI, on a porté les distances D

TABLEAU XXVI

D_{cm}	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
q	5,12	11,4	26,7	61	148	401	1.500
$e^{\alpha D}$	5,11	11,6	26,1	59	133	301	680
$\frac{(\alpha-\beta)e^{(\alpha-\beta)D}}{\alpha-\beta e^{(\alpha-\beta)D}}$	5,11	11,6	26,5	62	149	399	1.544

des électrodes. La 2^e ligne du tableau donne le courant q en unités arbitraires. La 3^e ligne donne $\frac{N}{n_0}$, quantité proportionnelle au courant qu'on obtiendrait si la formule (2) était exacte. Enfin la 4^e ligne donne $\frac{N}{n_0}$, dans l'hypothèse où les ions positifs peuvent agir, eux aussi; on voit que les courants, indiqués sur cette ligne, et calculés par la formule (3), concordent bien avec les courants expérimentaux (On a pris $\alpha = 8,16$ et $\beta = 0,0067$).

10. — Formules dérivant d'hypothèses un peu différentes des précédentes. — Proposons-nous maintenant d'établir une formule, plus générale que celle de Townsend, et qui fasse intervenir les électrodes.

Il n'y a pas lieu de supposer, au moins en première approximation, que l'anode soit ionisée par le choc des ions négatifs qui viennent la frapper, car nos expériences ont prouvé que le potentiel disruptif était indépendant de la nature de l'anode; mais, nous supposons que la cathode est ionisée par le choc des ions positifs qui la frappent et qu'elle émet alors des charges négatives.

Afin d'obtenir la formule la plus générale, nous supposons que les ions positifs sont encore capables d'ioniser les molécules du gaz et de produire β couples d'ions nouveaux sur l'unité de longueur. Ceci posé, soit M le nombre d'ions positifs, qui atteignent la cathode en un temps θ , l'état de régime étant supposé atteint. La cathode émet alors dans le même temps γM ions négatifs. Si nous opérons encore en présence de lumière ultra-violette, la cathode émet en outre n_0 électrons dans le même temps. Pour trouver le nombre N d'ions (—) qui atteignent l'anode dans le temps θ , il n'y a pas besoin de refaire le raisonnement du paragraphe 8. Il suffit de remplacer dans la formule (3) n_0 par $n_0 + \gamma M$; il vient :

$$N = \frac{(n_0 + \gamma M)(\alpha - \zeta)e^{(\alpha - \zeta)D}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)D}} \quad (8)$$

Puisque l'état de régime est supposé atteint, il faut écrire que la charge reçue par l'anode est égale à celle qui part de la cathode. Or, l'anode *reçoit* N ions négatifs; d'autre part la cathode *émet* $n_0 + \gamma M$ ions *négatifs* et *reçoit* M ions *positifs*. On a donc :

$$N = n_0 + \gamma M + M \quad (9)$$

En éliminant M entre (8) et (9), il vient :

$$N = n_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)D}}{\alpha(\gamma + 1) - (\gamma\alpha + \beta)e^{(\alpha - \beta)D}} \quad (10)$$

La formule (10) est la formule fondamentale de laquelle nous partirons. Si l'on fait dans cette formule $\gamma = 0$ on retrouve la formule de Townsend; si l'on y fait $\beta = 0$, on trouve au contraire la formule :

$$N = n_0 \frac{e^{\alpha D}}{1 - \gamma(e^{\alpha D} - 1)} \quad (11)$$

11. Les formules (3), (9) et (10) ont la même forme : on passe de la formule (3) à la formule (10), en remplaçant α par $\alpha(\gamma + 1)$ et β par $(\gamma\alpha + \beta)$; de la formule (3) à la formule (11) en remplaçant α par $\alpha(\gamma + 1)$ et β par $\gamma\alpha$. Il en résulte que si l'une des formules représente correctement les expériences, il en est de même des deux autres, qui sont mathématiquement équivalentes à la première, bien que leurs coefficients aient des significations *physiquement différentes*.

Ainsi, considérons d'abord la formule (11). Dans l'exemple du paragraphe précédent la formule (3) représentait bien les résultats expérimentaux, à condition de prendre :

$$\alpha = 8,16 \quad \beta = 0,0067$$

La formule (11) représentera aussi bien ces résultats, à condition de prendre :

$$\alpha(\gamma + 1) = 8,16 \quad \text{et} \quad \gamma\alpha = 0,0067$$

c'est-à-dire :

$$\alpha = 8,153 \quad \text{et} \quad \gamma = 0,00082$$

Par suite de la faible valeur de γ , α est donc très sensiblement le même dans les formules (3) et (11) et une expérience qui permettrait de déterminer α *sans ambiguïté*, devrait être très précise pour qu'on puisse décider en faveur de l'une des deux formules. Les coefficients de la formule (6) sont connus avec trop d'incertitude, pour qu'on puisse atteindre ce but.

Dans le tableau XXVII, on a analysé d'autres expériences

TABLEAU XXVII

	α	β	γ	Gaz
$X = 700$ $p = 4 \text{ mm.}$	8,16	0,0067	0,00082	Air
$X = 1.050$ $p = 6 \text{ mm.}$	12,42	0,0108	0,00087	
$X = 1.400$ $p = 8 \text{ mm.}$	16,47	0,013	0,00079	
$X = 1.050$ $p = 16 \text{ mm.}$	10,4	0,086	0,0082	
$X = 525$ $p = 8 \text{ mm.}$	5,2	0,043	0,0083	Hydrogène
$X = 700$ $p = 8 \text{ mm.}$	8,86	0,059	0,0067	
$X = 350$ $p = 4 \text{ mm.}$	4,43	0,0295	0,0067	
$X = 700$ $p = 4 \text{ mm.}$	9,6	0,214	0,0223	
$X = 350$ $p = 2 \text{ mm.}$	4,8	0,107	0,0223	

de Townsend. Ces expériences sont, comme les précédentes, faites à des potentiels très inférieurs au potentiel disruptif.

Chaque ligne du tableau est le résumé de toute une série de mesures de Townsend. Les deux premières colonnes donnent les valeurs de α et de β , ces coefficients étant calculés à l'aide de la formule (3). La 3^e colonne donne γ , calculé comme précédemment. Le coefficient α de la formule (11) coïncidant très sensiblement avec le coefficient α de la formule (3), c'est ce dernier que l'on a porté sur la 1^{re} colonne du tableau ; ce sont donc les valeurs de α , données par Townsend, que l'on a reproduites.

Les valeurs de γ montrent qu'il suffit d'attribuer aux ions positifs un très faible pouvoir ionisant vis-à-vis de la cathode, pour modifier considérablement le courant d'ionisation total. On en comprend la raison : les ions nouveaux, créés sur la cathode, ont à parcourir tout le gaz compris entre les électrodes, avant de rencontrer l'anode ; ils peuvent alors produire sur leur parcours un grand nombre d'ions nouveaux.

Le tableau XXVII nous enseigne encore un fait, d'ailleurs général : le coefficient γ ne dépend que du rapport $\frac{X}{p}$ du champ électrique agissant à la pression du gaz. Il est facile de voir que cela est une conséquence des relations qui lient γ aux coefficients de la formule (3), lesquels satisfont aux relations (4) et (5).

12. — Considérons, à présent, la formule (10). Nous avons vu qu'elle se réduit à la formule (3) par une transformation simple :

$$\text{posons } (\gamma + 1)\alpha = \alpha' \quad \text{et} \quad (\gamma\alpha + \beta) = \beta' ;$$

nous obtenons alors la formule (3) qui ne renferme plus que deux coefficients indéterminés ; il faut donc renoncer à calculer les trois coefficients $\alpha\beta\gamma$ de la formule (10) d'après les mesures de Townsend ; ces mesures ne peuvent fournir que les valeurs de $(\gamma + 1)\alpha$ et de $(\gamma\alpha + \beta)$; sur les trois coefficients, l'un d'entre eux restera arbitraire. Pour lever cet arbi-

traire, il faut faire des hypothèses ou des expériences supplémentaires.

13. — Les considérations précédentes montrent le grave inconvénient que présentent des formules telles que (3) (10) ou (11), qui renferment des coefficients indéterminés. Si une expérience cruciale n'intervient pas en faveur de l'une de ces formules, on ne pourra adopter l'une d'entre elles qu'avec les plus grandes réserves. C'est précisément à cette conclusion que Townsend lui-même arriva. Il montra qu'on pouvait aussi bien représenter les résultats expérimentaux à l'aide d'une formule dérivée de l'hypothèse que les ions positifs n'ionisent pas le gaz, mais la cathode. Townsend n'avait pas en sa possession les résultats expérimentaux que j'ai trouvés et qui montrent l'influence de l'état de la cathode sur le potentiel disruptif. Il trouva donc préférable de conserver la formule (3) et supposa que tous les ions étaient produits dans le gaz.

14. — Nous savons, à l'heure actuelle, certains faits expérimentaux, qui permettent de nous décider en faveur de l'hypothèse d'ionisation de la cathode :

1° Une expérience fondamentale, faite par Villard ⁽¹⁾, montre avec une grande netteté le rôle de la cathode, lorsque la pression dans le tube à décharges est assez basse pour que le rayonnement cathodique apparaisse dans ce tube : le faisceau cathodique ne peut partir que des points de la cathode recevant l'afflux positif; il y a donc, en ces points de la cathode, une ionisation particulière, due au choc des ions positifs sur la cathode.

2° Les présentes expériences montrent que la cathode émet, à coup sûr, des charges électriques, au moins lorsque le métal qui la constitue est superficiellement souillé de certaines impuretés, de sels alcalins en particulier.

Le coefficient γ n'est donc pas toujours nul.

(1) VILLARD. *Journal de Physique*, 8, p. 5 et p. 148. 1899.

Nous allons alors développer successivement les deux hypothèses suivantes :

Première hypothèse : Dans tous les cas, les ions positifs n'ionisent pas le gaz de l'appareil à décharges; le passage d'une cathode de l'état A à l'état B est simplement caractérisé par la décroissance du coefficient γ d'ionisation de la cathode. Cette décroissance provient de la disparition des impuretés salines qui se trouvaient à la surface de la cathode, lorsque celle-ci était dans l'état A.

Deuxième hypothèse : Dans tous les cas, les ions positifs ionisent le gaz de l'appareil à décharges; le passage d'une cathode de l'état A à l'état B est encore caractérisé par la décroissance du coefficient γ , décroissance provenant de la disparition des impuretés salines de la cathode.

15. — Développement de la première hypothèse.

C'est à la formule (11) qu'il nous faut faire appel. Nous allons en calculer les coefficients pour *le potentiel disruptif*. Nous utilisons une série de mesures de potentiel disruptif, faite dans l'hydrogène, avec un appareil dont les électrodes étaient deux plans en platine, distants de $D = 6,1$ mm. Ces mesures sont celles, qui figurent sur le tableau XIX.

Le coefficient α est calculé à l'aide de la formule (6), qui a été établie par Townsend indépendamment de toute action des ions positifs et peut donc être utilisée pour donner α dans tous les cas; pour l'hydrogène et la distance D considérée on a :

$$\alpha = 5pe^{-\frac{130p}{X}} \quad (12)$$

comme nous voulons avoir la valeur de α , pour une différence de potentiel entre électrodes égale au potentiel disruptif, il faut remplacer dans la formule (12) X par $\frac{V_0}{D}$ où V_0 est ce potentiel disruptif; finalement on a :

$$\alpha = 5pe^{-\frac{79,3p}{V_0}} \quad (13)$$

L'équation (13) permet de calculer z pour les différents potentiels disruptifs du tableau XIX. Les résultats de ce calcul sont donnés sur les deux premières lignes du tableau XXVIII; la 1^{re} ligne est relative aux valeurs z_A de z , correspondant aux potentiels disruptifs, mesurés dans l'état A des électrodes; la 2^e ligne donne les valeurs z_B de z , correspondant aux potentiels disruptifs, mesurés dans l'état B des électrodes. Bien entendu, α ne dépend pas de l'état des électrodes. Si z_A diffère de z_B , à une pression donnée, cela tient à ce que le champ disruptif n'est pas le même dans les deux cas; les valeurs de α_A et de α_B se placent sur la même courbe, si l'on a soin de représenter $\frac{\alpha}{p}$ en fonction de $\frac{X}{p}$.

Pour calculer la valeur de γ , correspondant au potentiel disruptif, on a écrit, dans la formule (11), que $\frac{N}{n_0}$ devient infini pour cette valeur de γ . On a obtenu :

$$\gamma = \frac{1}{e^{\alpha D} - 1} \quad (14)$$

Sur les lignes suivantes du tableau XXVIII, on a porté les valeurs γ_A et γ_B de γ , correspondant aux potentiels disruptifs, dans les deux états de la cathode.

Dans l'état A de la cathode, γ est beaucoup plus grand que dans l'état B de cette cathode et la différence entre ses valeurs dans les deux états est encore plus saisissante, si l'on effectue la comparaison de ces valeurs pour la même valeur de $\frac{X}{p}$.

Pour faire cette comparaison, on a construit les courbes :

$$\gamma_A = g\left(\frac{X}{p}\right) \text{ et } \gamma_B = h\left(\frac{X}{p}\right).$$

Ces deux courbes sont tracées sur la figure 18; pour une même valeur de $\frac{X}{p}$, γ_A est supérieur au double de γ_B , ce qui

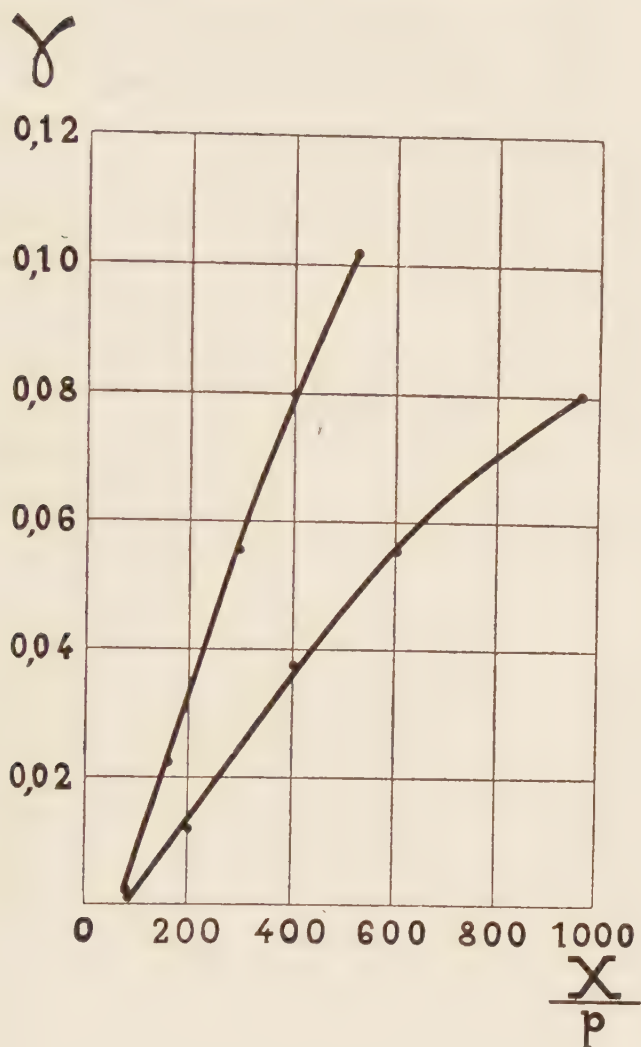


Fig. 18.

signifie, l'hypothèse actuelle étant admise, que la présence

des impuretés salines, à la surface de la cathode, fait plus que doubler l'émission de cette cathode.

TABLEAU XXVIII

Pression mm.	1,0	1,2	1,5	2,8	10
α_A	3,91	4,33	4,83	6,28	10,1
α_B	4,38	4,83	5,45	7,3	11,3
γ_A	0,102	0,0766	0,0555	0,0223	0,00213
γ_B	0,0744	0,0555	0,0375	0,0118	0,00101
$\frac{X}{p}$ état A	525	398	295	162	81,2
$\frac{X}{p}$ état B	968	601	401	199	87,7

L'hypothèse actuelle respecte la loi de Paschen, quel que soit l'état de la cathode considéré. En effet, puisque γ ne dépend que de $\frac{X}{p}$, la formule (14) nous donne :

$$\alpha D = \Phi \left(\frac{X}{p} \right),$$

Φ étant une certaine fonction de $\frac{X}{p}$ et, puisque $\alpha = pf \frac{X}{p}$, il vient :

$$\rho D = \Psi \left(\frac{X}{p} \right),$$

Ψ étant une fonction de $\frac{X}{p}$. Mais, $X = \frac{V_0}{D}$, V_0 étant le potentiel disruptif; par conséquent, on a :

$$pD = \Psi \left(\frac{V_0}{pD} \right),$$

d'où l'on tire :

$$V_0 = F(pD)$$

où F est une fonction de pD ; c'est la traduction en langage écrit de la loi de Paschen.

16. — Développement de la deuxième hypothèse. — Dans cette hypothèse, les expériences actuelles sont insuffisantes pour nous donner les trois coefficients de la formule complète (10) qu'il faut alors appliquer. Il nous faut en outre faire une hypothèse sur γ ; pour fixer les idées, nous supposons que γ est nul dans le cas d'une cathode purement métallique, et n'est pas nul si cette cathode est souillée d'impuretés salines.

Sur le tableau XXIX on a reporté les valeurs précédentes de α_A et de α_B , puis on a calculé la valeur β_B de β relative au potentiel disruptif dans l'état B de la cathode. On déduit β_B de la formule de Townsend, puisque la formule (10) se réduit à la formule de Townsend lorsque γ est nul. β_B a donc été tirée de l'équation (7); ses valeurs figurent sur la troisième ligne du tableau XXIX; en dessous, on a écrit sur ce tableau les valeurs correspondantes de $\frac{\beta_B}{p}$ et de $\frac{X}{p}$, puis construit la courbe :

$$\frac{\beta_B}{p} = \varphi \left(\frac{X}{p} \right) \quad (15)$$

Les valeurs de $\frac{\beta_A}{p}$, où β_A est la valeur de β relative à l'état A de la cathode, se placent sur la courbe (15), car β est un coefficient, dépendant de la pression du gaz et de la valeur du champ électrique, et non pas de l'état des électrodes. On

peut donc obtenir les valeurs de $\frac{\beta_A}{p}$, puis de β_A grâce à la courbe (15); ce sont ces valeurs qui sont portées sur les septième et huitième lignes du tableau.

TABLEAU XXIX

Pression mm.	1,0	1,2	1,5	2,8	10
α_A	3,91	4,33	4,83	6,28	10,1
α_B	4,38	4,83	5,45	7,3	11,3
β_B	0,379	0,305	0,224	0,0889	0,01112
$\left(\frac{\beta}{p}\right)_B$	0,379	0,254	0,149	0,0317	0,00112
$\left(\frac{X}{p}\right)_B$	968	601	410	199	87,7
$\left(\frac{X}{p}\right)_A$	525	398	295	162	81,2
$\left(\frac{\beta}{p}\right)_A$	0,216	0,141	0,079	0,016	—
β_A	0,216	0,169	0,118	0,045	—
γ_A	0,055	0,043	0,034	0,0153	—

Ayant les valeurs de α_A et de β_A , on calcule γ_A , en utilisant la formule (10) et en écrivant encore que $\frac{X}{n_0}$ est infini au potentiel disruptif. On trouve :

$$\gamma = \frac{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)D}}{\alpha [e^{(\alpha - \beta)D} - 1]} \quad (16)$$

Les valeurs de γ figurent sur la dernière ligne du tableau.

L'hypothèse actuelle peut être évidemment développée d'une manière différente, en supposant que γ_B n'est pas nul. De toute façon, il faudra prendre arbitrairement l'un des paramètres, dans l'un des états de la cathode. Les autres s'en déduiront alors pour tous les autres états de cette cathode.

17. — Conclusion. — Il manque donc encore à l'ensemble des expériences actuelles une expérience cruciale, qui eût permis de faire le départ entre ces diverses hypothèses. Cette expérience consisterait à faire tomber sur un métal un faisceau de rayons canaux, c'est-à-dire d'ions positifs, et d'examiner alors les charges émises par le métal. On verrait ainsi la nature de ces charges et leurs variations, lorsque le métal est chauffé, de manière à éliminer les impuretés qu'il contient. Les expériences de Füchtbauer⁽¹⁾ sont les seules que que j'ai pu trouver, relativement à l'émission de charges électriques par un métal recevant un faisceau de rayons canaux. Elles ont été entreprises avec des électrodes massives et sans souci des impuretés de ces électrodes, je n'ai pas eu encore le loisir de reprendre ces expériences, qui seraient le complément des présentes recherches.

III. — Application à l'étude de certains phénomènes, dont les variations sont intimement liées à celles du potentiel disruptif.

18. — Chute cathodique de potentiel. — Nous avons déjà dit, au début de cet exposé, que la valeur du potentiel disruptif était intimement liée à celle de la chute cathodique de potentiel normale, observée dans le même gaz. Nous avons même affirmé que cette chute cathodique était vraisemblablement égale au plus faible des potentiels disruptifs, observable dans le gaz considéré. Il en résulte que la chute cathodique doit suivre exactement les mêmes variations que le

(1) FÜCHTBAUER. *Physik. Zeitsch.*, 1906, p. 152 et p. 748.

potentiel disruptif. Précisément les expériences de Warburg et de Mey sont la confirmation de l'exactitude de cette manière de voir. Elles indiquent, en effet, des variations de la chute cathodique, semblables en tous points à celles, que j'ai observées, relatives au potentiel disruptif. Warburg arrive à cette conclusion, que la faible valeur de la chute cathodique, observée avec une cathode neuve, est due à la présence d'une couche d'oxyde à la surface de cette cathode. Je suis arrivé à une conclusion semblable, au cours de mes expériences : toutefois, ce sont plutôt des sels que des oxydes métalliques, qui, déposés à la surface de la cathode, abaissent le potentiel disruptif.

19. — *Emission d'électricité positive par les corps incandescents.* — Les variations du potentiel disruptif avec l'état des électrodes sont intimement liées à l'émission d'électricité positive par les corps incandescents ⁽¹⁾.

Quand on chauffe, pour la première fois, un métal au blanc, il émet des charges positives et cette émission décroît rapidement avec le temps. Or, quand l'émission positive est devenue sensiblement nulle, on constate que le métal a atteint l'état B. D'autre part, si l'on recouvre d'un sel alcalin un métal, primitivement dans l'état B, on obtient ce que nous avons conventionnellement appelé un état A du métal : mais, si l'on mesure alors l'émission positive que peut fournir le métal, s'il est porté à l'incandescence, on constate que cette émission est de nouveau considérable; c'est en effet un fait bien connu que des sels métalliques, les sels alcalins en particulier, sont doués de la propriété d'émettre une grande quantité d'électricité positive, lorsqu'ils sont à la surface d'un métal incandescent.

L'état A du métal est donc caractérisé par le fait que le métal peut émettre des ions positifs en grande quantité lorsque, à partir de cet état, on le porte à l'incandescence.

(1) Voir RICHARDSON. *The emission of Electricity from hot bodies*, Londres, 1921.

L'état B du métal est au contraire tel qu'il est impossible d'obtenir une semblable émission à partir de cet état.

C'est pourquoi, nous considérons qu'il y a identité entre la cause des variations du potentiel disruptif et celle de l'émission positive. Cette identité permet, à partir des résultats que nous avons obtenus, concernant le potentiel disruptif, d'en déduire des résultats importants pour la compréhension de certaines apparences de l'émission positive.

20. — Considérons un fil métallique A, qui, à la suite d'un chauffage prolongé, n'émet plus d'ions positifs. On peut alors régénérer l'émission de A par les procédés suivants :

1° On peut chauffer près de A un fil neuf B ⁽¹⁾.

Nous comprenons le mécanisme de cette régénération : cette expérience n'est pas autre chose qu'une expérience de distillation, analogue à celle que nous avons faite, lors de notre étude du potentiel disruptif. Les impuretés du fil neuf B viennent se condenser sur les corps froids et en particulier sur A.

2° On peut placer A dans un tube, où circule une décharge disruptive, au voisinage de la cathode de ce tube ⁽²⁾.

Nous comprenons que c'est là encore une expérience de distillation ; la cathode est chaude et en outre se pulvérise ; elle perd ses impuretés, dont une partie se dépose sur A.

3° On peut chauffer les parois du tube de verre, dans lequel se trouve A ⁽³⁾. Ainsi, Richardson a trouvé qu'un fil, qui n'émettait plus qu'un courant d'ions positifs de $2,2 \cdot 10^{-13}$ ampère, à une certaine température, émettait dans les mêmes conditions, un courant de $5 \cdot 10^{-9}$ ampère, après chauffage des parois du tube de verre, à l'aide d'un bunsen, pendant 2 minutes.

Selon notre manière de voir, c'est là encore une expérience de distillation : le verre contient des sels alcalins et

(1) RICHARDSON. *Phil. Mag.*, 6, 1903, p. 86.

(2) RICHARDSON. *Phil. Mag.*, 8, 1904, p. 400.

(3) RICHARDSON. *Phil. Trans.*, A, 1906, p. 19.

alcalino-terreux relativement volatils et qui viennent se condenser sur le fil froid. De la même façon, nous avons en effet trouvé ⁽¹⁾, que le potentiel disruptif, relatif à une cathode primitivement dans l'état B, est considérablement abaissé, si l'on chauffe les parois du tube, dans lequel se trouve cette cathode.

Les deux premiers procédés de régénération de l'émission positive reviennent d'ailleurs à ce dernier : quand on chauffe le fil B au blanc au voisinage du fil froid A, l'enveloppe de verre de l'appareil est elle-même chauffée et c'est elle qui émet la plus grande partie des sels, qui viennent se condenser sur A. Le fil B intervient donc principalement en chauffant cette enveloppe. De même lors de la régénération du fil par la décharge, l'enveloppe de verre, au voisinage de la cathode, s'échauffe, les vapeurs salines, qu'elle émet alors, doivent contribuer, pour la plus grande part, à la modification de A.

21. — Réciproquement, les résultats acquis au cours des nombreuses études de l'émission positive, peuvent servir à l'étude des variations du potentiel disruptif, qui ont été l'objet principal du travail actuel. Ainsi, Richardson a montré ⁽²⁾ que les ions positifs, émis par un métal incandescent, étaient principalement des atomes de potassium ou de calcium, ayant perdu une charge élémentaire.

Corrélativement, nous admettrons que c'est principalement à la présence de sels de ces métaux à la surface d'une électrode *neuve*, qu'est due la faible valeur du potentiel disruptif, lorsqu'on mesure ce potentiel en prenant l'électrode *neuve* pour *cathode*.

(1) Chapitre III, paragraphes 22 et 32.

(2) RICHARDSON. *Roy Soc. Proceed.*, A, 1914, p. 507.

RÉSUMÉ

Les recherches, que j'ai entreprises, ont eu pour objet l'étude du potentiel disruptif dans les gaz raréfiés. Elles ont eu pour but :

1° De préciser les conditions dans lesquelles ce potentiel est défini ;

2° D'étudier les variations de ce potentiel avec la nature des électrodes.

I. — Pour préciser les conditions qui définissent le potentiel disruptif, j'ai d'abord étudié les courbes caractéristiques du courant de décharge, particulièrement au voisinage du potentiel disruptif. J'ai montré alors que ces caractéristiques n'ont de signification bien déterminée que suivant leurs branches ascendantes. Suivant leurs branches descendantes, elles ne correspondent pas au passage dans l'appareil d'un courant continu : en réalité, il se produit dans le gaz une série de décharges des électrodes, celles-ci jouant le rôle d'un condensateur de faible capacité.

J'ai appliqué ces résultats de l'étude des caractéristiques, en déduisant de ces résultats une méthode de détermination du potentiel disruptif, méthode précise et d'emploi très facile, que j'ai dans la suite toujours utilisée.

II. — Au cours de mesures de potentiel disruptif dans l'hydrogène, j'ai découvert des variations considérables de ce potentiel, variations produites par le passage de la décharge dans l'appareil étudié. J'ai pu également les produire en chauffant les électrodes.

J'ai montré que ces variations étaient dues à une transformation des électrodes, mais que l'état de la cathode importait seul, l'état de l'anode étant sans influence sur le potentiel disruptif.

J'ai alors essayé d'identifier cette transformation des électrodes. J'ai montré qu'elle était simplement due à la dispa-

rition d'impuretés salines, qui existent toujours à la surface d'un métal non encore utilisé. Les impuretés, existant à la surface de la cathode, émettent des charges électriques et de cette émission résulte un abaissement du potentiel disruptif du système.

J'ai essayé de voir si d'autres matières que les impuretés salines pouvaient posséder la même émission : j'ai éprouvé l'action des gaz occlus dans les électrodes, j'ai trouvé que cette action est négligeable, en général, devant celle des impuretés salines, auxquelles on doit attribuer la plus grande part des variations du potentiel disruptif. Cependant, dans le cas particulier d'une cathode en palladium, j'ai trouvé que le potentiel disruptif était considérablement abaissé par la présence d'une grande quantité d'hydrogène dans cette cathode.

J'ai généralisé les résultats trouvés au cours des mesures de potentiel disruptif dans l'hydrogène ; j'ai montré que les mesures dans le gaz carbonique et dans l'air conduisent qualitativement aux mêmes résultats.

III. — J'ai montré que l'étude des variations du potentiel disruptif, que j'ai entreprise, avait quelques applications.

J'ai d'abord signalé qu'il fallait reprendre toutes les mesures de potentiel disruptif antérieures à ce travail, parce que ces mesures, faites sans souci des impuretés salines, souillant les électrodes, sont nécessairement entachées d'erreurs considérables et d'autant plus considérables que la pression du gaz utilisé est plus basse : ces erreurs peuvent atteindre de 20 à 100 o/o dans l'intervalle de pression, dans lequel je me suis placé.

J'ai ensuite appliqué les résultats de mes expériences à l'étude de la théorie du potentiel disruptif, actuellement en faveur. J'ai montré qu'il faut légèrement remanier cette théorie ; outre les charges, qui prennent naissance dans le gaz, il faut faire intervenir les charges dues à une émission supplémentaire de la cathode.

Enfin, j'ai montré, que les variations du potentiel disruptif avec l'état des électrodes sont à mettre en parallèle avec les variations déjà observées par Warburg, et relatives à la chute cathodique de potentiel.

Les variations du potentiel disruptif sont, en outre, intimement liées à l'émission d'électricité positive par les corps incandescents, j'ai montré que le rapprochement des deux phénomènes permettait d'expliquer certaines particularités de l'émission positive.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	
I. — Considérations générales sur la décharge disruptive	1
II. — Historique	3
1 ^o Potentiel disruptif	3
2 ^o Courbes caractéristiques	12
3 ^o Chute cathodique de potentiel	18
III — Critique des expériences précédentes. Objet et but du présent travail	20
CHAPITRE I. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	
I. — Appareils à décharges	24
II. — Préparation des gaz	29
III. — Ensemble de la canalisation et remplissage de l'appareil à décharges	31
IV. — Montage électrique.	33
CHAPITRE II. — ÉTUDE DES CARACTÉRISTIQUES DE COURANT DE DÉCHARGE DISRUPTIVE. APPLICATION DES RÉSULTATS DE CETTE ÉTUDE AUX MESURES DE POTENTIELS DISRUPTIFS.	
I. — Stabilité de la décharge disruptive.	35
II. — Caractéristiques expérimentales	42
III. — Apparences de la décharge au voisinage du potentiel disruptif	44
CHAPITRE III. — VARIATION DU POTENTIEL DISRUPTIF AVEC LA NATURE DES ÉLECTRODES	
I. — Démonstration de l'influence de l'état des électrodes sur la valeur du potentiel disruptif	49
II. — Identification des variations de l'état des électrodes.	64
1 ^o Action des sels métalliques	65
2 ^o Action des gaz occlus	85
3 ^o Conclusion	97

CHAPITRE IV. — APPLICATIONS DES RÉSULTATS PRÉCÉDENTS

I. — Application aux mesures de potentiel disruptif antérieures aux présentes mesures	101
II. — Application à la théorie du potentiel disruptif	105
III. — Application à l'étude de certains phénomènes dont les variations sont intimement liées à celle du potentiel disruptif.	121
RÉSUMÉ	125

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Conceptions modernes de la loi de Mendelejeff.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 14 juin 1923.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. MOLLIARD.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
P. APPELL.

SORTI DES PRESSES DE
L'IMPRIMERIE BARNÉOUD

== A LAVAL ==

